# RÄUMLICHE STRUKTUREN IN SUPRALEITENDEN TUNNELKONTAKTEN

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität Tübingen

vorgelegt von

**Rudolf Groß**
aus Ellwangen

1987

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543904_0006

# RÄUMLICHE STRUKTUREN IN SUPRALEITENDEN TUNNELKONTAKTEN

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität Tübingen

vorgelegt von

**Rudolf Groß**
aus Ellwangen

1987

| | |
|---|---|
| Tag der mündlichen Prüfung | 20.07.1987 |
| Dekan: | Prof. Dr. G. Wagner |
| 1. Berichterstatter: | Prof. Dr. R. P. Hübener |
| 2. Berichterstatter: | Prof. Dr. W. Göpel |
| 3. Berichterstatter: | Prof. Dr. W. Eisenmenger |

# A B S T R A C T

Groß, Rudolf

Räumliche Strukturen in supraleitenden Tunnelkontakten

In supraleitenden Tunnelkontakten können durch Inhomogenitäten der Tunnelbarriere oder des Elektrodenmaterials räumliche Strukturen in den Tunneleigenschaften auftreten. Diese können auch durch äußere Störungen verursacht werden. Für die Untersuchung dieser Strukturen ist die Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie besonders geeignet. Dazu wird der Tunnelkontakt mit einem fokusierten Elektronenstrahl abgerastert und die elektronenstrahlinduzierte Änderung der lokalen Tunneleigenschaften in Abhängigkeit von der Strahlposition aufgezeichnet.

Es wurden Modellvorstellungen für die Wechselwirkungsmechanismen der hochenergetischen Strahlelektronen mit einem Supraleiter entwickelt. Ferner wurde die elektronenstrahlinduzierte Änderung der Einteilchen- und Paartunnelstromdichte berechnet. Es konnte gezeigt werden, daß die räumliche Verteilung der Energielücke in den Tunnelkontaktelektroden, sowie die räumliche Struktur der Tunnelleitfähigkeit und der Phasendifferenzfunktion abgebildet werden kann.Außerdem ist die Abbildung von Temperaturstrukturen und die quantitative Bestimmung der lokalen Tunnelleitfähigkeit und der lokalen Energielücke möglich. Die Ortsauflösung beträgt hierbei etwa 1 µm.

Die verschiedenen Abbildungsmethoden wurden zur experimentellen Charakterisierung von PbIn-PbIn-Tunnelkontakten und zur Untersuchung der Entstehung von dissipativen Strukturen in Nichtgleichgewichtssupraleitern benutzt. Dadurch konnte erstmals die Nukleation und das Wachstum von inhomogenen Energielückenzuständen in supraleitenden Filmen bei starker Quasiteilcheninjektion und der Zusammenhang zwischen einer räumlich inhomogenen Injektion und der daraus resultierenden Energielückenstruktur direkt beobachtet werden.

INHALTSVERZEICHNIS


1. Einleitung 1
   1.1 Tunneln zwischen Supraleitern 1
   1.2 Zielsetzung 3

2. Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie 6
   2.1 Prinzip des Rasterelektronenmikroskops 6
   2.2 Erweiterung auf tiefe Temperaturen 8

3. Modellbetrachtungen zur Elektronenbestrahlung von Supraleitern und Halbleitern bei tiefen Temperaturen 12
   3.1 Rothwarf-Taylor-Gleichungen 15
   3.2 Charakteristische Zeiten und Längen 18
   3.3 Modell für supraleitende Filme 25
      3.3.1 Lösungen der Rothwarf-Taylor-Gleichungen 30
      3.3.2 Thermische Betrachtung 41
      3.3.3 Materialabhängigkeit der notwendigen Elektronenstrahlleistung 43
      3.3.4 Folgerungen für experimentelle Anwendungen 45
   3.4 Modell für sehr dünne supraleitende Filme 47
   3.5 Modell für massive Supraleiter 57
      3.5.1 Diffusion der niederenergetischen Phononen 61
      3.5.2 Diffusion der hochenergetischen Phononen und der Quasiteilchen 62
      3.5.3 Folgerungen für experimentelle Anwendungen 65
   3.6 Elektronenbestrahlung von Halbleitern 67

4. Abbildung räumlicher Strukturen in supraleitenden Tunnelkontakten - Theorie der Signalentstehung 71
   4.1 Ursache räumlicher Strukturen in supraleitenden Tunnelkontakten 73
      4.1.1 Idealer Tunnelkontakt 73
      4.1.2 Räumlich inhomogener Tunnelkontakt 78

4.2 Signalentstehung und Signalinterpretation 80
4.2.1 Spannungsloser Zustand 89
4.2.2 Thermisches Tunnelgebiet 96
4.2.3 Energielückengebiet 104
4.2.4 Ohm'sches Gebiet 109
4.2.5 Effekt von normalleitenden Tunnelkontakt-elektroden 114
4.2.6 Abbildung von Temperaturstrukturen 117
4.2.7 Einfluß von Oberflächenstrukturen 118
4.3 Strahlmodulationstechniken und räumliches Auflösungsvermögen 118
4.3.1 Niederfrequente Strahlmodulation 120
4.3.2 Hochfrequente Strahlmodulation 120
4.3.3 Einfluß einer nichtlinearen Antwortfunktion auf das erreichbare Auflösungsvermögen 122

5. Tunnelkontakte - Herstellung und charakteristische Daten 124
5.1 Mikrostrukturierung 126
5.2 Aufdampfen der Metallfilme 128
5.3 Herstellung der Isolatorschichten für Window-Kontakte 132
5.4 Herstellung der Oxidbarriere 134
5.5 Strom-Spannungs-Charakteristiken 135
5.5.1 Parameter zur Charakterisierung von Tunnelkontakten 136
5.5.2 Hochfrequenz-plasmaoxidierte Tunnelkontakte 140
5.5.3 Thermisch oxidierte Tunnelkontakte 147
5.6 Stabilität der Tunnelbarriere 149

6. Experimentelle Techniken 152
6.1 Elektronenoptik 152
6.2 Detektion des Probensignals 160

7. Experimente zur Abbildung räumlicher Strukturen in supraleitenden Tunnelkontakten 165
7.1 Bestimmung der charakteristischen Materialparameter 165
7.2 Messung der räumlichen Verteilung der Tunnelleitfähigkeit 175
7.3 Messung der räumlichen Verteilung der Energielücke 184
7.4 Abbildung von Temperaturstrukturen 192

8. Untersuchung der räumlichen Struktur von Nichtgleichgewichtszuständen in Supraleitern 196
8.1 Supraleiter fern vom thermischen Gleichgewicht 196
8.2 Aussagen der theoretischen Modelle zur Beschreibung von Supraleitern bei starker Quasiteilcheninjektion 200
8.3 Räumliche Strukturbildung - Abbildung von Mehrenergielückenzuständen 204
8.3.1 Experimente mit schmalbandiger Quasiteilcheninjektion 204
8.3.2 Experimente mit breitbandiger Quasiteilcheninjektion 206
8.4 Zeitliche Strukturbildung 231
8.5 Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten zwischen Bleiindium und Saphir sowie zwischen Bleiindium und flüssigem Helium 232

9. Abschließende Bemerkungen zum derzeitigen Stand der Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie - Zukunftsperspektiven 239

Literaturverzeichnis 242

# 1. EINLEITUNG

## 1.1 Tunneln zwischen Supraleitern

Im Jahre 1962 sagte B. D. Josephson vorher, daß es gepaarten Elektronen möglich sein sollte, zwischen zwei nur wenige Nanometer voneinander getrennten Supraleitern zu tunneln, auch wenn keine Potentialdifferenz zwischen diesen besteht [1.1]. Die erste experimentelle Beobachtung dieses nach Josephson benannten Effekts wurde von Anderson und Rowell im Jahr 1964 an einem supraleitenden Tunnelkontakt gemacht, bei dem die dünne Trennschicht zwischen den beiden supraleitenden Elektroden durch das natürliche Oxid des supraleitenden Materials gebildet wurde [1.2]. Seither wurde der Josephson-Effekt mit Hilfe von supraleitenden Tunnelkontakten und anderen Strukturen wie Mikrobrücken oder Punktkontakten sehr intensiv untersucht und es hat sich ein breites Anwendungsgebiet hinsichtlich der speziellen Eigenschaften des Tunnelns zwischen Supraleitern entwickelt [1.3-1.5]. Heute werden supraleitende Tunnelkontakte als schnelle digitale Schaltelemente (Josephson-Computer), als Mikrowellenmischer, zum Aufbau von supraleitenden Quanteninterferometern (SQUID's), zur Erzeugung eines Eichstandards für das Volt oder zur Detektion und Erzeugung von Phononen verwendet. Ein sehr wichtiges Anwendungsgebiet ist die Tunnelspektroskopie [1.6,1.7], mit deren Hilfe wichtige Materialparameter wie die elektronische Zustandsdichte oder die Stärke der Elektron-Phonon-Wechselwirkung in Supraleitern experimentell bestimmt werden können. In jüngster Zeit werden supraleitende Tunnelkontakte zur Klärung physikalisch grundlegender Fragen wie der Existenz von makroskopischen Quantenphänomenen verwendet.

Die wichtigsten Bestandteile eines supraleitenden Tunnelkontaktes sind die nur wenige Nanometer dicke Tunnelbarriere und die an diese Barriere angrenzenden, durch die Größe der Kohärenzlänge bestimmten Bereiche der Tunnelkontaktelektroden. Die Eigenschaften eines supraleitenden Tunnel-

kontaktes werden im wesentlichen nur durch diese Bestandteile bestimmt. Informationen über die Tunneleigenschaften und damit über die Tunnelbarriere und die an diese angrenzenden Elektrodenbereiche werden gewöhnlich durch Messung der Strom-Spannungs-Charakteristiken und deren Ableitungen gewonnen. Diese Informationen stellen aber räumliche Mittelwerte über die gesamte Tunnelfläche dar. Da die Tunneleigenschaften aber sehr starke lokale Schwankungen aufweisen können, ist die Aussagekraft dieser räumlichen Mittelwerte oft nur gering. Aus diesem Grund ist ein Verfahren, mit dem die räumliche Struktur der Tunneleigenschaften gemessen werden kann, von größtem Interesse. Durch die Bestimmung der lokalen Tunneleigenschaften wird die Möglichkeit geschaffen, physikalisch äußerst interessante Phänomene zu untersuchen. Als Beispiel sollen hier die Entwicklung dissipativer, räumlich inhomogener Strukturen in Nichtgleichgewichtssupraleitern [1.8] und die räumliche Struktur der Phasendifferenz zwischen zwei gekoppelten Supraleitern genannt werden [1.9]. Im Hinblick auf die vielen Anwendungen von supraleitenden Tunnelkontakten ist vor allem die Messung der räumlichen Verteilung der Tunnelstromdichte und der Energielücke, sowie die Abbildung von Temperaturstrukturen in supraleitenden Tunnelkontakten und Netzwerken von Tunnelkontakten von Interesse [1.10-1.14] . Durch diese Messungen können wesentliche Erkenntnisse in Bezug auf Tunnelkontakteigenschaften gewonnen werden, die durch den Herstellungsprozeß oder die thermische Belastung während des Abkühlens und Erwärmens der Tunnelkontakte verursacht werden. Dadurch ist eine Optimierung der Herstellungsprozesse möglich. Von großem Interesse ist außerdem die Abbildung von eingefrorenen magnetischen Flußquanten in supraleitenden Tunnelkontakten [1.19 - 1.21], was durch eine Messung der räumlichen Struktur der Phasendifferenzfunktion möglich ist.

## 1.2 Zielsetzung

1982 gelang es erstmals, die räumliche Verteilung der Quasiteilchen-Tunnelstromdichte eines supraleitenden Tunnelkontaktes direkt abzubilden [1.11]. Als Meßverfahren wurde dazu die Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie (TTREM) benutzt [1.15]. Bei diesem Verfahren wird die vielseitige Anwendbarkeit der Rasterelektronenmikroskopie durch Ersetzen des normalen Probentisches durch eine Kryostufe [1.16] auf den Bereich der tiefen Temperaturen erweitert. Für die rasterelektronenmikroskopische Untersuchung von Festkörpern ist das Verständnis der Wechselwirkung von hochenergetischen Strahlelektronen und Festkörper von grundlegender Bedeutung. Um räumliche Strukturen in Supraleitern und supraleitenden Bauelementen abbilden zu können, muß deshalb die Wechselwirkung der hochenergetischen Strahlelektronen mit dem Supraleiter und das räumliche und zeitliche Abklingverhalten der elektronenstrahlinduzierten Störung in supraleitenden Dünnfilmstrukturen und massiven Supraleitern untersucht werden. Im Hinblick auf die Untersuchung von räumlichen Strukturen in supraleitenden Tunnelkontakten muß ferner die Entstehung und die Interpretation des durch eine lokale Elektronenbestrahlung erzeugten Antwortsignals diskutiert werden. Durch die Klärung dieser Fragestellungen sollen, zusammen mit der Weiterentwicklung der experimentellen Technik, in dieser Arbeit die Grundlagen für ein neues Meßverfahren zur Untersuchung von räumlichen Strukturen in supraleitenden Bauelementen geschaffen werden.

Experimentell wird im Rahmen dieser Arbeit das neue Meßverfahren dazu verwendet, lokale Tunneleigenschaften von supraleitenden Tunnelkontakten aus Bleilegierungen abzubilden. Dabei wird vor allem auf die Abbildung der räumlichen Verteilung der Tunnelleitfähigkeit, der Energielücke der Tunnelkontaktelektroden und von Temperaturstrukturen abgezielt. Außerdem wird das Meßverfahren dazu benutzt, die räumliche Struktur des durch Quasiteilchenin-

jektion erzeugten inhomogenen Energielückenzustands zu untersuchen. In einer weiteren Doktorarbeit [1.17] wurden von J. Bosch die vielschichtigen Probleme der räumlichen Verteilung der Phasendifferenz in supraleitenden Tunnelkontakten untersucht.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert:

In Kapitel 2 wird eine Einführung in die TTREM-Technik gegeben.

In Kapitel 3 werden Modellsysteme vorgestellt, mit deren Hilfe die Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit dem Supraleiter und das räumliche und zeitliche Abklingverhalten des im Supraleiter erzeugten Nichtgleichgewichtszustands beschrieben werden können. Die durch die Modellsysteme gewonnenen Folgerungen für die experimentelle Anwendung der TTREM werden diskutiert.

In Kapitel 4 werden die Ursachen von räumlichen Strukturen in supraleitenden Tunnelkontakten und die Möglichkeit ihrer Abbildung mit der TTREM diskutiert. Basierend auf der BCS-Theorie der Supraleitung [1.18] wird das Antwortsignal eines Tunnelkontaktes auf die Elektronenbestrahlung berechnet. Diese Berechnungen ermöglichen eine Interpretation der experimentell erhaltenen EBIV-(Electron Beam Induced Voltage) und EBIC-(Electron Beam Induced Current) Bilder.

In Kapitel 5 wird die Herstellung der untersuchten Tunnelkontakte und die Auswirkung der verschiedenen Herstellungsprozesse auf die Kontakteigenschaften beschrieben.

Kapitel 6 enthält eine kurze Beschreibung der experimentellen Technik.

In Kapitel 7 werden die experimentellen Ergebnisse vorgestellt und mit den in Kapitel 3 und 4 gemachten theoretischen Überlegungen verglichen.

Kapitel 8 enthält die experimentellen Ergebnisse zur Untersuchung der inhomogenen Energielückenzustände.

Kapitel 9 gibt eine Beschreibung des derzeitigen Entwicklungsstands der TTREM und einen Ausblick auf neue Anwendungsgebiete.

## 2. TIEFTEMPERATUR-RASTER-ELEKTRONENMIKROSKOPIE

### 2.1 Prinzip des Raster-Elektronenmikroskops (REM)

Das REM hat sich nach seiner Einführung vor etwa 25 Jahren als unentbehrliches Hilfsmittel für die mikroskopische Untersuchung von Festkörpern entwickelt [2.1]. Das Prinzip eines REM's ist in Fig. 2.1 schematisch dargestellt. Durch thermische Emission einer Wolfram- oder $LaB_6$-Kathode oder durch Feldemission wird ein Elektronenstrahl erzeugt und mit einer Spannung von typischerweise 1 - 40 kV beschleunigt. Der Durchmesser des Elektronenstrahls im Strahlerzeugungssystem (1. Crossover) wird durch mehrere magnetische Linsen auf einen Durchmesser bis hinunter auf einige nm verkleinert. Mit Hilfe einer Strahlablenkeinheit wird diese feine Elektronensonde über die zu untersuchende Probe gerastert. Parallel dazu wird der Elektronenstrahl einer Bildröhre abgelenkt und seine Intensität mit dem von der Probe kommenden Antwortsignal moduliert. Je nach Art des verwendeten Antwortsignals erhält man auf diese Weise ein Helligkeitsbild einer bestimmten Probeneigenschaft. Die ungeheure Vielfalt der Anwendungsgebiete der Raster-Elektronenmikroskopie hat ihren Ursprung in der Mannigfaltigkeit der verschiedenen Antwortsignale. So kann das REM außer zur Abbildung von Festkörperoberflächen und zur Material- und Kristallstrukturanalyse [2.1] auch zur Abbildung von elektrischen und magnetischen Feldern verwendet werden. Dies wird vor allem bei der statischen und dynamischen Funktionsüberprüfung von integrierten Schaltkreisen verwendet [2.2;2.3;2.4]. Ein weiteres großes Anwendungsgebiet ist die Untersuchung von Halbleiterkristallen. Mit Hilfe der durch die Elektronenbestrahlung im Halbleiter erzeugten Ladungsträger können p-n Übergänge und Versetzungen abgebildet oder Mikroplasmen lokalisiert werden [2.5]. Hierbei wird auch die bei der Rekombination der Ladungsträger entstehende Strahlung als Antwortsignal verwendet (Kathodolumineszenz) [2.6]. Zuletzt sei hier noch erwähnt, daß der Elektronenstrahl auch zur Erzeugung einer akustischen Welle

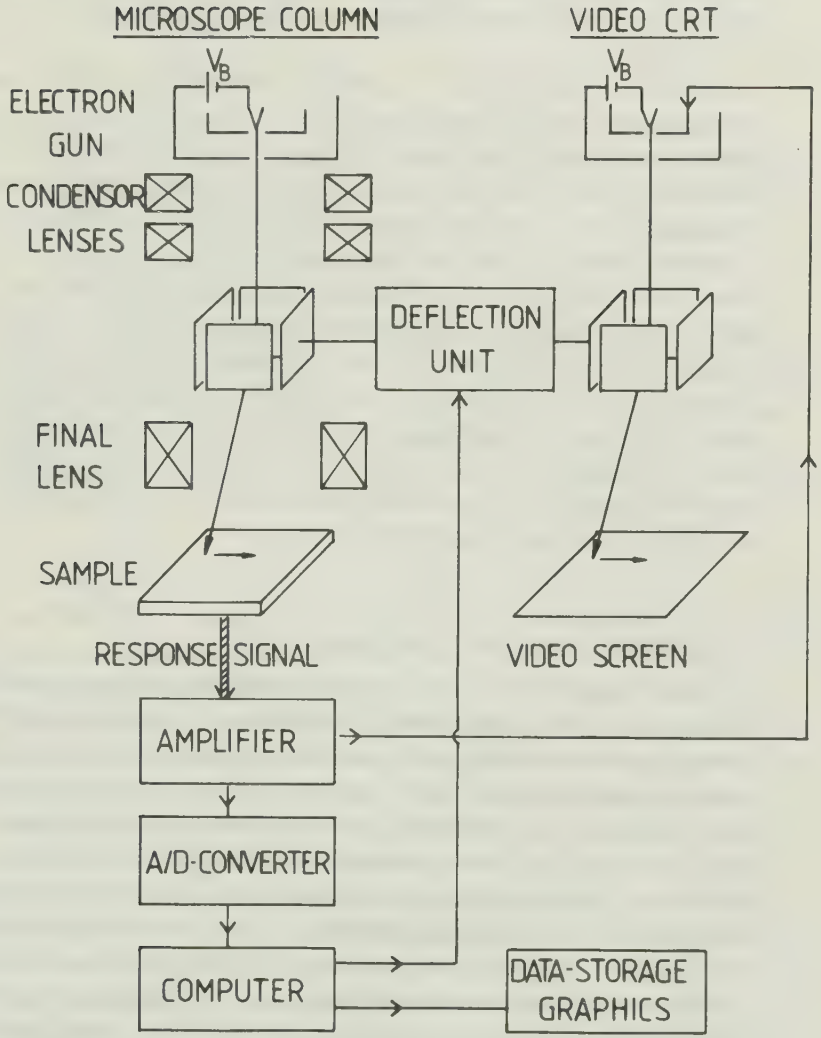



Fig. 2.1: Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Rasterelektronenmikroskops

in einem Festkörper verwendet werden kann. Diese Elektronakustische Raster-Elektronenmikroskopie stellt ein weiteres Verfahren zur ortsauflösenden Materialanalyse dar [2.7].

Neben der Abbildung der Probeneigenschaft durch Intensitätsmodulation des Elektronenstrahls einer Bildröhre wird heute immer mehr dazu übergegangen, die Antwortsignale der Probe zu digitalisieren und mit Hilfe eines Computersystems abzuspeichern. Dies hat den großen Vorteil, daß die so abgespeicherten Probenbilder mit dem Computer weiterverarbeitet werden können (digitale Bildverarbeitung). Dadurch ist es sehr leicht möglich, Kontrastveränderungen vorzunehmen, Bilder zu addieren oder zu subtrahieren (Signalmischung), Konturlinien zu berechnen usw. Viele Anwendungen des REM wie z.B. die Untersuchung integrierter Schaltkreise sind ohne den Einsatz eines Computersystems gar nicht möglich. Beim Einsatz eines Computers übernimmt dieser natürlich auch die Ablenkung des Elektronenstrahls.

## 2.2 Erweiterung auf tiefe Temperaturen

Durch Ausrüsten eines gewöhnlichen Rasterelektronenmikroskops mit einer Kryostufe (Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie = TTREM) wird das Anwendungsgebiet der Raster-Elektronenmikroskopie auf den Bereich der tiefen Temperaturen erweitert, d.h., es können mit dem REM Proben untersucht werden, die sich auf der Temperatur von flüssigem Helium (4.2 K) befinden. Dadurch können einerseits die im vorigen Abschnitt aufgezählten Untersuchungsmethoden für Festkörpereigenschaften auch bei tiefen Temperaturen durchgeführt werden, andererseits eröffnen sich aber ganz neue Anwendungsgebiete, da viele Eigenschaften von Festkörpern erst bei sehr tiefen Temperaturen beobachtet werden können (z.B. Supraleitung, magnetische Eigenschaften). Durch die Kombination von tiefen Temperaturen und Mikroskopie können natürlich vor allem diejenigen Tieftemperaturphänomene untersucht werden, bei denen räumliche Strukturen auftreten. Die Hauptanwendungsgebiete

der TTREM sind zur Zeit:

- Untersuchung räumlicher Strukturen in supraleitenden Tunnelkontakten [1.8 - 1.15]
- Untersuchung räumlicher Strukturen in supraleitenden Mikrobrücken [2.8]
- Untersuchung der Phononenfokussierung in Kristallen [2.9]
- Abbildung von Kristallfehlern mit ballistischen Phononen (Phononentomographie) [2.10]
- Untersuchung von räumlichen Strukturen in Halbleitern beim Tieftemperatur-Dunkeldurchbruch [2.11].

Es lassen sich ohne große Mühe noch mehrere interessante Anwendungsgebiete für die TTREM finden. Für die nahe Zukunft erscheinen vor allem die Untersuchung von Tieftemperatureigenschaften von Halbleitermaterialien und die Untersuchung von räumlichen Strukturen in supraleitenden Netzwerken äußerst interessant.

Ein Hauptproblem bei der Untersuchung von Festkörpern mit dem REM ist die genaue Kenntnis der Wechselwirkung der Strahlelektronen mit dem Festkörper [2.1]. Bei der Bestrahlung eines Festkörpers mit hochenergetischen Elektronen (1 - 40 keV) treten elastische und inelastische Streuprozesse auf, die zur Emission von Sekundärelektronen, reflektierten Elektronen, Auger-Elektronen und Photonen führen. Ein Teil der Energie des Elektronenstrahls wird im Festkörper deponiert und führt zur Erzeugung quantisierter Gitter- und Plasmaschwingungen, im Halbleiter zur Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren und im Supraleiter zur Erzeugung von Quasiteilchen durch Aufbrechen von Cooperpaaren. Um die Vielzahl der durch die Elektronenbestrahlung induzierten Probensignale gut interpretieren zu können, müssen die einzelnen Wechselwirkungsprozesse möglichst genau bekannt sein. Die Ausweitung der REM auf tiefe Temperaturen erfordert also außer den technischen Vorkehrungen zur Bereitstellung der tiefen Temperaturen auch die Untersuchung der Wechselwirkungsprozesse der Strahlelektronen mit dem gekühlten Festkörper. Im folgenden Kapitel wird deshalb ein Modell

vorgestellt, das die Wechselwirkung der Strahlelektronen mit einem Supraleiter beschreibt und mit dessen Hilfe das Antwortsignal eines Supraleiters auf die Elektronenbestrahlung besser verstanden werden kann.

Der technische Aufbau der Tieftemperaturstufe [1.16] für ein REM und des Probenhalters ist in Fig. 2.2 und 2.3 gezeigt. Die für ein Cambridge S4-10 Rasterelektronenmikroskop konzipierte Kryostufe wurde zwar im Laufe dieser Arbeit in einigen Details weiterentwickelt, hat sich aber in ihrer Grundkonzeption bewährt. Durch einen Probentischadapter kann die Tieftemperaturstufe ohne Änderungen auch für ein CamScan 4-DV REM verwendet werden. Die wesentlichen Merkmale der Kryostufe sind

- einfache Auswechselbarkeit der Kryostufe gegen den normalen Probentisch ohne Änderung an Probenkammer und Detektorsystem
- präzise Probenverschiebung in x- und y-Richtung
- direkte Kühlung der Proben bzw. Probensubstrate mit flüssigem Helium von ihrer Rückseite. Dadurch entstehen nur sehr kleine Temperaturdifferenzen zwischen Heliumbadtemperatur und Probentemperatur ($\Delta T < 0.04$ K).
- Probentemperatur kann zwischen 1.5 K und 4.2 K variiert werden.
- elektrische Zuleitungen für beide Probenseiten
- Meßzeit von etwa 6 h mit einer Heliumtankfüllung (5 l)

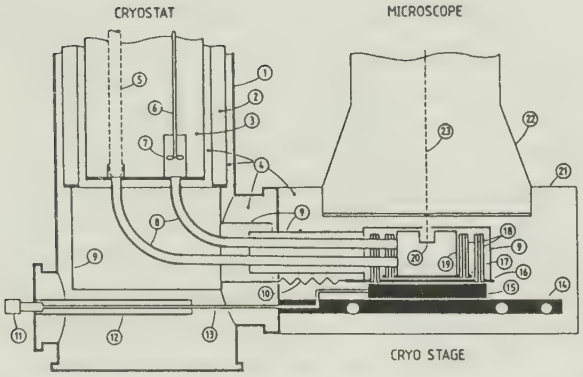



Fig. 2.2: Prinzip des Rastermikroskops mit Tieftemperaturstufe: (1) Außenmantel, (2) Reservoir für flüssigen $N_2$, (3) Reservoir für flüssiges He, (4) Vakuum, (5) Position des Hebers, (6) (7) He-Umwälzsystem, (8) Heliumrohre mit Faltenbälgen, (9) $N_2$-Abschirmung, (10) flexible thermische Kopplung, (11) Mikrometerschraube, (12) Durchführung mit Faltenbalg, (13) Stoßstange, (14) Führungsschiene des Mikroskops, (15) x-y-Verschiebungsteil, (16) $N_2$-Grundplatte, (17) He-Grundplatte, (18) thermisch isolierende Abstandsstücke, (19) Tank für flüssiges He, (20) Probe, (21) Mikroskopkammer, (22) Mikroskopsäule, (23) Elektronenstrahl.

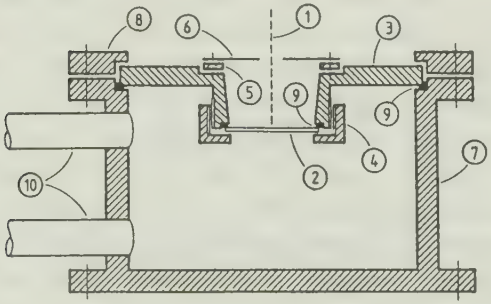


Fig. 2.3: Probe und Halterung im eingebauten Zustand: (1) Elektronenstrahl, (2) Probe, (3) Probenhalter, (4) Quetschring, (5) Kupferring zum Abfangen der Zuleitungen, (6) thermische Abschirmblende, (7) Tank für flüssiges He, (8) Klemmring, (9) Indiumdichtung, (10) Heliumrohre.

## 3. MODELLBETRACHTUNGEN ZUR ELEKTRONENBESTRAHLUNG VON SUPRALEITERN UND HALBLEITERN BEI TIEFEN TEMPERATUREN

Zum Verständnis des Antwortsignals eines Festkörpers auf Elektronenbestrahlung ist es außerordentlich wichtig, die Wechselwirkungsprozesse der hochenergetischen Strahlelektronen mit dem Festkörper zu kennen. Für viele Materialien, wie z.B. Halbleiter, sind diese Wechselwirkungsprozesse in den vergangenen Jahren intensiv untersucht worden [2.1]. Für supraleitende Materialien ist dagegen sehr wenig über die komplexen Vorgänge bei der Bestrahlung mit hochenergetischen Elektronen bekannt. In diesem Kapitel sollen deshalb Modelle vorgestellt und diskutiert werden, mit deren Hilfe erstens die Wechselwirkungsprozesse zwischen Strahlelektronen und Supraleitern und zweitens das räumliche und zeitliche Abklingen eines durch die Elektronenbestrahlung im Supraleiter erzeugten Nichtgleichgewichtszustandes beschrieben werden können. Ein wichtiger Aspekt hierbei ist das räumliche Auflösungsvermögen, das bei der Untersuchung räumlicher Strukturen in supraleitenden Filmen erreicht werden kann. Dieses hängt, wie bei den meisten anderen Anwendungen des REM, nicht vom Durchmesser des Elektronenstrahls am Bestrahlungsort ab, sondern davon, wie weit sich die von dem Elektronenstrahl im Supraleiter induzierte Störung in die angrenzenden, nicht bestrahlten Gebiete ausdehnt. Mit Hilfe der einfachen Modellbetrachtungen ist es möglich, die charakteristische Länge, die das Auflösungsvermögen der TTREM beschränkt, abzuleiten und ihre Abhängigkeit von den Materialparametern des Supraleiters anzugeben. Darüber hinaus können natürlich durch die Messung des zeitlichen und räumlichen Abklingverhaltens der elektronenstrahlinduzierten Störung und deren Vergleich mit den Modellvorhersagen wichtige Materialparameter bestimmt werden.

In einer vorausgegangenen Arbeit [3.1] wurde gezeigt, daß in einigen Fällen die Störung einer supraleitenden Probe durch den Elektronenstrahl als einfacher Heizeffekt behandelt werden kann. Die Voraussetzung dafür ist, daß sich das 3-Komponentensystem aus Cooperpaaren (CP), Quasi-

teilchen (QT) und Phononen (Ph) zu jeder Zeit und an jedem Ort im thermischen Gleichgewicht bei einer erhöhten Temperatur T* befindet. Dann kann der durch die Elektronenbestrahlung erzeugte Nichtgleichgewichtszustand durch eine Temperaturstruktur beschrieben werden. Das räumliche und zeitliche Abklingverhalten dieser Temperaturstruktur kann durch Lösen der Wärmebilanzgleichung bestimmt werden [3.1]. In sehr vielen Fällen ist diese Bedingung aber nicht erfüllt und es ist notwendig, das Nichtgleichgewichtsverhalten des Supraleiters im Detail zu betrachten, um das räumliche und zeitliche Abklingverhalten des Nichtgleichgewichtszustandes zu verstehen. Hierzu ist es notwendig, die Boltzmann-Gleichungen für die Quasiteilchen- und Phononen-Verteilungsfunktionen [3.2]

$$\frac{df(E_k)}{dt} = I_q(E_k) + \frac{\partial f(E_k)}{\partial t}\Big|_{Stoß} \tag{3.1}$$

$$\frac{dn(\Omega_q)}{dt} = I_{Ph}(\Omega_q) + \frac{\partial n(\Omega_q)}{\partial t}\Big|_{Stoß} \tag{3.2}$$

in selbstkonsistenter Weise zusammen mit der Energielückengleichung

$$\frac{2}{V_{BCS}} = \sum_k \frac{1-2f(E_k)}{E_k} \tag{3.3}$$

zu lösen. Hierbei sind

$f(E_k)$, $n(\Omega_q)$: Energieverteilungsfunktion der QT und Ph.

$I_q(E_k)$, $I_{Ph}(\Omega_q)$: QT- und Ph-Generationsraten aufgrund der Elektronenbestrahlung

$\frac{\partial f(E_k)}{\partial t}\Big|_{Stoß}$; $\frac{\partial n(\Omega_q)}{\partial t}\Big|_{Stoß}$ : Stoßterme der elastischen und inelastischen Wechselwirkungsprozesse der QT und Ph.

Dieses Gleichungssystem ist allerdings erstens nur mit großem Aufwand numerisch zu lösen und zweitens ist es sehr schwierig, die genaue Energieverteilung der durch die Elektronenbestrahlung erzeugten QT und Ph anzugeben. Deshalb wird hier auf die exakte Lösung der Boltzmann-Gleichungen verzichtet und statt dessen werden die phänomenologischen Rothwarf-Taylor (RT)-Gleichungen zur Beschreibung des Nichtgleichgewichtszustandes benutzt [3.3]. Diese stellen erstens eine gute Approximation der Boltzmann-Gleichungen dar, solange man nicht an der exakten Energie-Verteilung der QT und Ph interessiert ist und zweitens lassen sich leicht analytische Lösungen für sie angeben. Die Tatsache, daß die RT-Gleichungen in den meisten Fällen eine sehr gute Näherung für die Boltzmann-Gleichungen darstellen, liegt darin begründet, daß die Energielücke eines Supraleiters hauptsächlich durch die Anzahl der QT und weniger durch ihre Energieverteilung bestimmt wird [3.4]. Die Energielücke $\Delta$ bezogen auf die Energielücke $\Delta_o$ bei T = 0 hängt auf folgende Weise von der Quasiteilchendichte $N_q$ ab [3.4]:

$$\Delta/\Delta_o = 1 - 2\, N_q/4N(0)\Delta_o \qquad (3.4)$$

Hierbei ist N(0) die Zustandsdichte bei der Fermienergie für eine Spinrichtung.

Nach der Diskussion der Rothwarf-Taylor-Gleichungen in Abschnitt 3.1 und den charakteristischen Zeiten und Längen in Abschnitt 3.2 werden Modelle zur Beschreibung der Elektronenbestrahlung von supraleitenden Proben vorgestellt. Dabei wird unterschieden zwischen supraleitenden Filmen, deren Dicke etwa gleich der Reichweite der Strahlelektronen in dem supraleitenden Material ist (Abschnitt 3.3) und Filmen, die sehr dünn (Abschnitt 3.4) oder sehr dick (Abschnitt 3.5) im Vergleich zu dieser Länge sind. In Abschnitt 3.6 wird schließlich diskutiert, inwieweit die für die Elektronenbestrahlung von Supraleitern gemachten Modellbetrachtungen auf Halbleiter übertragen werden können.

## 3.1 Rothwarf-Taylor-Gleichungen

Die RT-Gleichungen werden zur Beschreibung des räumlichen und zeitlichen Abklingverhaltens des durch den Elektronenstrahl erzeugten Nichtgleichgewichtszustandes in einem Supraleiter benutzt. Die RT-Gleichungen sind Ratengleichungen für die Änderung der QT- und Ph-Zahl. Die Energieverteilung der QT und Ph ist in ihnen nicht enthalten. Unter geeigneten Voraussetzungen können die RT-Gleichungen direkt von den Boltzmann-Gleichungen abgeleitet werden [3.5]. Bei räumlich inhomogener QT- und Ph-Erzeugung kann QT- und Ph-Diffusion durch Diffusionsterme in den RT-Gleichungen berücksichtigt werden. Die zeitabhängigen, räumlich eindimensionalen RT-Gleichungen für die QT- und Ph-Anzahl pro Volumen $N_q$ und $N_{Ph}$ lauten:

$$\frac{dN_q}{dt} = I_q + \frac{2N_{Ph}}{\tau_B} - RN_q^2 + D_q \frac{d^2}{dx^2} N_q \qquad (3.5)$$

$$\frac{dN_{Ph}}{dt} = I_{Ph} - \frac{N_{Ph}}{\tau_B} + \frac{RN_q^2}{2} - \frac{N_{Ph}-N_{PhT}}{\tau_\gamma} + D_{Ph} \frac{d^2}{dx^2} N_{Ph} \qquad (3.6$$

Hierbei sind $D_q$ und $D_{Ph}$ die QT- und Ph-Diffusionskonstanten, $I_q$ und $I_{Ph}$ die QT- und Ph-Generationsterme aufgrund der Elektronenbestrahlung, $N_{PhT}$ ist die thermische Anzahl der Phononen pro Volumeneinheit, R ist der QT-Rekombinationskoeffizient, $\tau_B$ die Phonon-Paarbrechungszeit, $\tau_\gamma$ die Phonon-Entkommzeit und x die Ortskoordinate. Die Zeit $\tau_\gamma$ beinhaltet hier alle Prozesse, durch die Phononen verloren gehen. Da der Hauptverlustprozeß das Entkommen der Phononen aus dem Supraleiter in das Kühlmittel oder das Substrat ist, wird $\tau_\gamma$ als Phononentkommzeit bezeichnet.

Bei der Ableitung der RT-Gleichungen von den Boltzmann-Gleichungen wurden folgende Näherungen gemacht:

(a) Die RT-Gleichungen sind Ratengleichungen; die genaue Energieverteilung der QT und Ph wird nicht berücksichtigt.

(b) Die Raten für die verschiedenen Relaxationsprozesse R, $\tau_B^{-1}$ und $\tau_\gamma^{-1}$ werden als unabhängig von der Energie der QT und Ph angenommen.

(c) Die niederenergetischen Phononen mit Energien, die zu klein sind, um ein CP aufzubrechen ($h\omega < 2\Delta$) werden in den RT-Gleichungen nicht berücksichtigt.

(d) Die Auswirkung der Elektronenbestrahlung auf den Supraleiter wird durch effektive QT- und Ph-Generationsterme $I_q$ und $I_{Ph}$ charakterisiert. Diese geben an, wieviele QT und Ph pro Zeiteinheit durch den Elektronenstrahl erzeugt werden.

(e) eindimensionaler Fall

In Metallen ist die QT-Diffusionskonstante $D_q$ gewöhnlich wesentlich größer als die Ph-Diffusionskonstakte $D_{Ph}$. Deshalb kann der $D_{Ph}$-Term in Gleichung (3.6) vernachlässigt werden. Durch Kombination von Gleichung (3.5) und (3.6) können die $N_{Ph}$-Terme eliminiert werden und man erhält folgende Differentialgleichung für $N_q$:

$$\frac{d^2N_q}{dt^2} + (2RN_q + \frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_\gamma}) \frac{dN_q}{dt} + \frac{R}{\tau_\gamma} (N_q^2 - N_{qT}^2) -$$

$$(\frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_\gamma}) D_q \frac{d^2}{dx^2} N_q - \frac{d}{dt} D_q \frac{d^2}{dx^2} N_q =$$

$$\frac{dI_q}{dt} + I_q (\frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_\gamma}) + \frac{2I_{Ph}}{\tau_B} \qquad (3.7)$$

Hierbei wurde die Beziehung $RN_{qT}^2 = 2N_{PhT}/\tau_B$ benutzt, die aussagt, daß im thermischen Gleichgewicht die Rekombinationen von QT zu CP und die Paarbrechung durch Ph gleich groß sind.

Für kleine Abweichungen der QT-Dichte $N_q$ von der thermischen QT-Dichte $N_{qT}$, d.h. für $\delta N_q = N_q << N_{qT}$ kann die obige Differentialgleichung linearisiert werden und man erhält:

$$\frac{d^2\delta N_q}{dt^2} + (2RN_{qT} + \frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_\gamma}) \frac{d\delta N_q}{dt} + \frac{2RN_{qT}}{\tau_\gamma} \delta N_q -$$

$$(\frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_\gamma}) D_q \frac{d^2}{dx^2} \delta N_q - \frac{d}{dt} D_q \frac{d^2}{dx^2} \delta N_q =$$

$$\frac{dI_q}{dt} + I_q (\frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_\gamma}) + \frac{2I_{Ph}}{\tau_B} \qquad (3.8)$$

Die RT-Gleichungen beschreiben die Wechselwirkungsprozesse innerhalb des 3-Komponentensystems bestehend aus Cooperpaaren, Quasiteilchen und Phononen. Die einzelnen Prozesse,die mit den verschiedenen Termen in den RT-Gleichungen beschrieben werden, sind in Fig. 3.1 schemmatisch dargestellt.

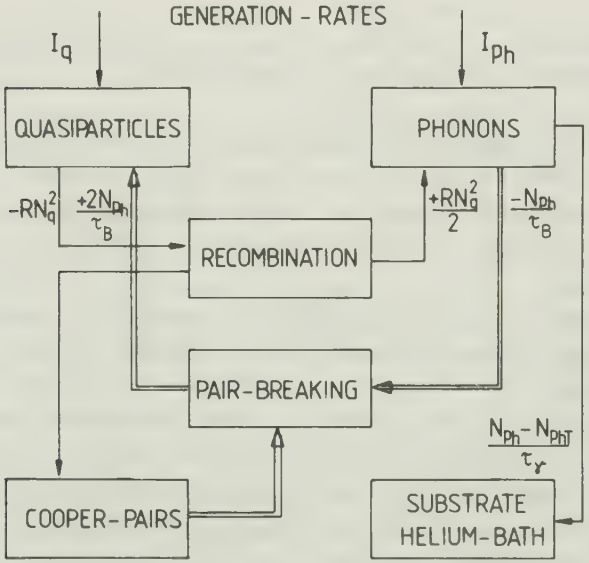



Fig. 3.1: Schematische Darstellung der Wechselwirkungsprozesse innerhalb des 3-Komponentensystems bestehend aus Cooperpaaren, Quasiteilchen und Phononen

Die QT können zu CP rekombinieren, die Rate hierfür ist $RN_q^2$. Bei der Rekombination von 2 QT entsteht ein Phonon. Die Phononengenerationsrate bei diesem Prozeß ist deshalb $RN_q^2/2$. Außerdem können Phononen genügend hoher Energie CP aufbrechen. Die Rate hierfür ist $N_{Ph}/\tau_B$. Bei diesem Prozeß entstehen 2 QT; die QT-Erzeugungsrate ist deshalb $2N_{Ph}/\tau_B$. Die durch die Generationsterme $I_q$ und $I_{Ph}$ in den durch das 3-Komponentensystem charakterisierten Supraleiter gebrachte Energie kann nur über Phononen an das Kältereservoir, an das der Supraleiter angekoppelt ist (Heliumbad, Substrat), abgegeben werden. Die Rate hierfür ist $(N_{Ph}-N_{PhT})/\tau_\gamma)$. Natürlich sind auch direkte Wechselwirkungsprozesse zwischen QT und Phononen möglich. Diese sind aber verglichen mit der Rekombination und der Paarbrechung unwahrscheinlicher und tragen zu keiner Änderung der Zahl der QT bei, sondern führen nur zu einer Änderung ihrer Energieverteilung. Deshalb sind diese Prozesse in den RT-Gleichungen nicht enthalten.

## 3.2 Charakteristische Zeiten und Längen

In diesem Abschnitt soll eine Abschätzung der wichtigsten charakteristischen Zeiten und Längen gemacht werden, die bei der Wechselwirkung der Strahlelektronen mit dem Supraleiter und den anschließenden Relaxationsprozessen auftreten.

Zuerst soll die Thermalisationszeit $\tau_b$ abgeschätzt werden, in der die hochenergetischen Strahlelektronen auf die thermische Energie der Targetatome abgebremst werden. Mit der Annahme, daß der Energietransfer in einer Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Strahlelektronen und den Elektronen der Targetatome klein ist, kann die Folge der Stöße der Strahlelektronen als ein kontinuierliches Abbremsen behandelt werden. Jedem Wegelement ds der Strahlelektronen kann dann folgender mittlerer Energieverlust -dE zugeordnet werden [2.1]:

$$\frac{dE}{ds} = - 4\pi NZ \frac{e^4}{mv^2} \ln B \qquad (3.9)$$

Hierbei ist N die Anzahl der Targetatome pro Volumen und Z ihre Ladungszahl, e ist die Elementarladung, m die Elektronenmasse und v die Geschwindigkeit der Strahlelektronen. Die Größe B, das Verhältnis zwischen maximalem und minimalem Stoßparameter, hängt von der Elektronenenergie ab. Aus Gleichung (3.9) kann die Thermalisationszeit $\tau_b$ bestimmt werden zu

$$\tau_b = (\tfrac{1}{4} m^2 v_o^4) (3\pi NZe^4 v_o)^{-1} \qquad (3.10)$$

wobei $v_o$ die Geschwindigkeit der Elektronen bei s = 0 ist.

Für die Reichweite der Strahlelektronen in einem Festkörper werden mehrere Ausdrücke, wie z.B. die Bethe-Reichweite $R_b$, die aus Gleichung (3.9) und (3.10) berechnet werden kann, die maximale Reichweite $R_{max}$ und die extrapolierten Reichweiten $R_x$ und $R_E$ (siehe Ref. [2.1]) verwendet. In Tabelle 3.1 ist die Größe $R_x$ angegeben, die durch lineare Extrapolation der Energieabhängigkeit der Transmissionswahrscheinlichkeit T(E) auf T = 0 für konstante Filmdicke x bestimmt wird. Der Zusammenhang zwischen $R_x$ und E kann in einem großen Energiebereich der Strahlelektronen (2 - 40 keV) durch den Ausdruck

$$R_x = \frac{aE^n}{\rho} \qquad (3.11)$$

angegeben werden [2.1], wobei n je nach Material zwischen 1.3 und 1.7 variieren kann. Die Konstante a beträgt etwa 10, wenn die Dichte $\rho$ in $\mu g/cm^3$, E in keV und $R_x$ in µm gemessen werden.

In Tabelle 3.1 sind $\tau_b$ und $R_x$ für einige wichtige supraleitende Materialien angegeben. Aus den Zahlenwerten ist zu ersehen, daß die Thermalisationszeit $\tau_b$ immer kleiner als $10^{-12}$ sec ist. Die Reichweite $R_x$ der Strahlelektronen ist immer kleiner als 1 µm außer für sehr hohe Beschleunigungsspannungen und kleine Dichten (z.B. bei E > 10 keV).

| | | 5 | 10 | 20 | 30 | keV |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Pb | $\tau_b$ | 0.11 | 0.41 | 1.15 | 2.14 | $x10^{-13}$sec |
| | $R_x$ | 0.11 | 0.28 | 0.79 | 1.45 | µm |
| In | $\tau_b$ | 0.21 | 0.58 | 1.65 | 3.05 | $x10^{-13}$sec |
| | $R_x$ | 0.15 | 0.43 | 1.22 | 2.25 | µm |
| Sn | $\tau_b$ | 0.21 | 0.59 | 1.67 | 3.09 | $x10^{-13}$sec |
| | $R_x$ | 0.15 | 0.43 | 1.22 | 2.25 | µm |
| Nb | $\tau_b$ | 0.17 | 0.49 | 1.38 | 2.54 | $x10^{-13}$sec |
| | $R_x$ | 0.13 | 0.37 | 1.05 | 1.93 | µm |
| Al | $\tau_b$ | 0.49 | 1.40 | 3.97 | 7.33 | $x10^{-13}$sec |
| | $R_x$ | 0.41 | 1.17 | 3.31 | 6.08 | µm |

Tab. 3.1: Thermalisationszeit $\tau_b$ und Reichweite $R_x$ in Abhängigkeit von der Energie der Strahlelektronen für Blei, Indium, Zinn, Niob und Aluminium.

Als nächstes müssen die charakteristischen Zeiten der supraleitenden Materialien betrachtet werden, die in den RT-Gleichungen auftreten. Es sind dies die Quasiteilchenrekombinationszeit $\tau_{RT} = 1/2RN_{qT}$, die Phonon-Paarbrechungszeit $\tau_B$ und die Phonon-Entkommzeit $\tau_\gamma$. In Tabelle 3.2 sind die Zahlenwerte für diese Zeiten angegeben. Dabei wurden für $\tau_{RT}$ und $\tau_B$ die Werte aus Ref. [3.6] für eine reduzierte Temperatur $T/T_c$ = 0.5 und für eine Quasiteilchen- bzw. Phononenenergie von $E_{QT} = \Delta(T)$ bzw. $E_{Ph} = 2\Delta(T)$ benutzt. Die Phonon-Entkommzeit $\tau_\gamma$

beinhaltet die Rate, mit der Phononen über andere Kanäle als die Paarbrechung verloren gehen. Für dünne, auf ein Substrat aufgedampfte, supraleitende Filme werden diese Verluste im wesentlichen durch die Transmission von Phononen in das Substrat beschrieben. Für Filme, deren Dicke d nicht wesentlich größer als die mittlere freie Weglänge der Phononen in diesem Film ist, kann $\tau_\gamma$ folgendermaßen bestimmt werden [3.7]:

$$\tau_\gamma = 4d/\eta C_{Ph} \qquad (3.12)$$

Hierbei ist $C_{Ph}$ die Phononengeschwindigkeit und $\eta$ der mittlere Transmissionskoeffizient für longitudinale und transversale Phononen zwischen Metallfilm und Substrat. Zur Berechnung der Zahlenwerte für $\tau_\gamma$ in Tabelle 3.2 wurden die $\eta$-Werte aus Ref. [3.7] verwendet. Zusätzlich zu den Zeiten $\tau_{RT}, \tau_B$ und $\tau_\gamma$ ist in Tabelle 3.2 der Phonon-Einfangfaktor $1 + \tau_\gamma/\tau_B$ angegeben.

| | $\tau_{RT}$ $x10^{-9}$sec | $\tau_B$ $x10^{-9}$sec | $\tau_\gamma$ $x10^{-9}$sec | $1 + \frac{\tau_\gamma}{\tau_B}$ |
|---|---|---|---|---|
| Pb | 0.19 | 0.034 | 12.9 | 381 |
| In | 0.79 | 0.169 | 18.4 | 110 |
| Sn | 2.3 | 0.110 | 2.1 | 21 |
| Nb | 0.15 | 0.0042 | 1.2 | 288 |
| Al | 438.0 | 0.242 | 0.4 | 2.6 |

Tab. 3.2: Charakteristische Zeiten der supraleitenden Materialien Blei, Indium, Zinn, Niob und Aluminium. $\tau_{RT}$ und $\tau_B$ sind aus Ref. [3.6] für $T/T_c = 0.5$ und QT- bzw. Ph-Energien $E_{QT} = \Delta(T)$ bzw. $E_{Ph} = 2\Delta(T)$. $\tau_\gamma$ wurde berechnet für eine Filmdicke von d = 1000 Å unter Benutzung der Phononentransmissionskoeffizienten zwischen den Metallfilmen und Saphir aus Ref. [3.7].

Die in Tab. 3.2 angegebenen charakteristischen Zeiten gelten für Energien der QT und Ph, die etwa der Energielücke der Supraleiter entsprechen. Bei der Wechselwirkung der Strahlelektronen mit dem Supraleiter entstehen aber sehr hoch angeregte QT und Ph, die dann durch verschiedene Prozesse auf Energien in der Größenordnung der Energielücke relaxieren. Im allgemeinen müssen hierbei Elektron-Elektron-, Elektron Phonon- und Elektron-Verunreinigung-Streuprozesse berücksichtigt werden. Sind die Verunreinigungen allerdings nicht magnetisch, kann ihr Effekt einfach durch eine Mittelung der entsprechenden Größen über die Fermifläche ausgedrück werden. Man erhält dadurch Isotropie im Impulsraum; zur Energierelaxation tragen die Streuprozesse an Verunreinigungen dann nicht bei. Da für die unterschiedlichen Energiebereiche, die die QT bei ihrer Relaxation durchlaufen, unterschiedliche Prozesse dominant sind, können folgende Energieintervalle unterschieden werden:

(a) Strahlenergie $E_o > E_{QT} > \sim 1$ eV
In diesem Energiebereich herrscht die Produktion von hochangeregten QT durch elektromagnetische Wechselwirkung der Strahlelektronen mit den Elektronen der Targetatome vor; Elektron-Phonon-Wechselwirkung kann in diesem Energiebereich vernachlässigt werden.

(b) $\sqrt{\hbar\omega_D E_F} < E_{QT} < \sim 1$ eV
Für QT-Energien größer als $\sqrt{\hbar\omega_D E_F}$, wobei $\hbar\omega_D$ die Debye-Energie und $E_F$ die Fermi-Energie ist, relaxieren die QT hautpsächlich durch Elektron-Elektron-Wechselwirkung. Dabei werden natürlich Cooperpaare zerstört und dadurch die QT-Zahl ständig vergrößert. Die Elektron-Phonon-Wechselwirkung kann in diesem Energiebereich vernachlässigt werden [3.6].

(c) $\hbar\omega_D - \Delta < E_{QT} < \sqrt{\hbar\omega_D E_F}$
Der dominante Prozeß in diesem Energieintervall ist die Elektron-Phonon-Wechselwirkung, die Elektron-Elektron-Wechselwirkung wird vernachlässigbar klein. Bei der Relaxation in diesem Energiebereich fließt also sehr viel Energie ins Phononensystem. Die untere Energiegrenze

wurde auf $\hbar\omega_D - \Delta$ festgelegt. QT mit $E_{QT} > \hbar\omega_D - \Delta$ können keine Rekombinationsprozesse durchführen, da hierbei ein Rekombinationsphonon mit $E_{Ph} > \hbar\omega_D$ entstehen würde.

Die Relaxationszeiten in den Energieintervallen (a) - (c) sind alle kleiner als $10^{-12}$ sec [3.5, 3.6]. Das heißt, die durch die hochenergetischen Strahlelektronen erzeugten hochangeregten QT relaxieren sehr schnell zu Energien kleiner als die Debye-Energie. Dabei entstehen durch die Elektron-Phonon-Wechselwirkung sehr viele Phononen, deren maximale Energie ebenfalls durch die Debye-Energie gegeben ist. Dadurch ergibt sich folgender Energiebereich für die niederenergetischen QT und Ph:

(d) $\Delta < E_{QT} < \hbar\omega_D - \Delta$
$0 < E_{Ph} < \hbar\omega_D$

Die QT und Ph innerhalb dieses Energiebereichs relaxieren weiter, bis sie eine thermische Verteilung erreicht haben. Die maßgebenden Prozesse sind dabei die QT- und Ph-Streuprozesse sowie die Rekombination von QT zu Cooperpaaren und die Paarbrechung durch hochenergetische Phononen ($E_{Ph} > 2\Delta(T)$). Elektron-Elektron-Streuprozesse können in diesem Bereich vernachlässigt werden, sie müssen nur bei Metallen mit hoher Debye-Energie und niedriger Übergangstemperatur wie z.B. Aluminium berücksichtigt werden.
Die charakteristischen Zeiten für diese Prozesse, die QT-Streuzeit $\tau_S$, die Ph-Streuzeit $\tau_{PhS}$, die QT-Rekombinationszeit $\tau_{RT}$ und die Ph-Paarbrechzeit $\tau_B$ können in Ref. 3.6 nachgelesen werden. Diese Zeiten sind alle sehr stark von der Temperatur und von der Energie der QT bzw. Ph abhängig. Für hohe QT Energien ($E_{QT} >> \Delta(T)$) ist für den gesamten Temperaturbereich $0 < T/T_c < 1$ die QT-Streuung dominant, während für niedrige QT-Energien und reduzierte Temperaturen $T/T_c > 0.3$ die QT-Rekombination dominant ist. Bei den Phononen ist für alle Energien und alle Temperaturen nicht allzu nahe bei der kritischen Temperatur die Paarbrechung der dominante Prozeß. Als weiteren Prozeß

ist für die Phononen natürlich der Entkommprozeß in das Heliumbad oder das Substrat mit der charakteristischen Zeit $\tau_\gamma$ möglich.

Das bedeutet, daß nach der sehr schnellen Relaxation der QT durch QT-Streuprozesse zu Energien $E_{QT} \approx \Delta(T)$, nur noch QT-Rekombinationsprozesse sowie Ph-Paarbrechungs- und Entkommprozesse berücksichtigt werden müssen. Genau diese Prozesse werden durch die RT-Gleichungen beschrieben, wobei energieunabhängige Relaxationszeiten verwendet werden. Für die nun folgenden Modellbetrachtungen zur Beschreibung der Wechselwirkung der Strahlelektronen mit einem Supraleiter sind Detailkenntnisse über die schnellen Relaxationsprozesse im Bereich (a) - (c) und teilweise im Bereich (d) nicht notwendig. Der einzig interessante Aspekt ist der, zu wissen, wieviele QT und Ph durch die Relaxationskaskade effektiv erzeugt werden, da dies für die Angabe der QT- und Ph-Injektionsraten $I_q$ und $I_{Ph}$ in den RT-Gleichungen notwendig ist.

Abschließend soll hier noch eine Bemerkung über die Wechselwirkung der niederenergetischen ($E<2\Delta(T)$) und der hochenergetischen Phononen ($E>2\Delta(T)$) mit den QT gemacht werden. Da die Ph-Streuzeit $\tau_{PhS}$ außer nahe bei der kritischen Temperatur sehr lang ist, wechselwirken die niederenergetischen Ph kaum mit den QT, während die Wechselwirkung der hochenergetischen Ph mit den QT über die Paarbrechung sehr stark ist. Bei genügend langer Ph-Entkommzeit $\tau_\gamma$ kann sich deshalb ein thermisches Gleichgewicht zwischen den hochenergetischen Ph und den QT einstellen, meist aber nicht zwischen den niederenergetischen Ph und den QT. Dies wird bei den sogenannten T*-Modellen [3.4] dadurch berücksichtigt, daß den hochenergetischen Phononen eine erhöhte Temperatur T* zugeordnet wird, während den niederenergetischen Phononen eine kleinere erhöhte Temperatur oder die Badtemperatur zugeordnet wird (vergleiche hierzu Kap. 3.3.2).

## 3.3 Modell für supraleitende Metallfilme

Die meisten supraleitenden Bauelemente (Josephsonkontakte, Mikrobrücken) bestehen aus dünnen supraleitenden Filmen, die auf geeignete Substrate (z.B. Saphir, Silizium, Quarz) aufgedampft sind. Bei der Entwicklung eines Modells, mit dessen Hilfe die Störung solcher Strukturen aus dünnen supraleitenden Filmen mit dem Elektronenstrahl beschrieben werden kann, werden folgende grundlegende Annahmen gemacht:

(a) Die gesamte, durch den Elektronenstrahl in die aus supraleitendem Film und Substrat bestehende Struktur gebrachte Energie, soll in dem supraleitenden Film deponiert werden.

(b) Das Substrat bleibt ungestört. Es befindet sich auf der Temperatur $T_B$ des Heliumbades und dient als Wärmesenke.

(c) Die gesamte in dem supraleitenden Film deponierte Energie muß an das Substrat abgegeben werden, da die Oberseite des Films in Kontakt mit dem Vakuum des REM's ist.

Die Annahmen (a) und (b) sind hierbei zulässig, wenn die Dicke des supraleitenden Films in der gleichen Größenordnung wie die in Tab. 3.1 angegebene Reichweite $R_x$ der Strahlelektronen ist und wenn Substrate mit einer hohen Wärmeleitfähigkeit verwendet werden, wie z.B. Silizium, Quarz oder Saphir. Die Grenzfälle sehr dünner und sehr dicker Filme, für die die Annahme (a) und (b) nicht mehr gültig sind, werden in Abschnitt 3.4 behandelt.

In Kenntnis der in Tab. 3.1 und 3.2 aufgelisteten charakteristischen Zeiten und Längen können, in Bezug auf die verschiedenen Wechselwirkungsprozesse der Strahlelektronen mit dem supraleitenden Film, folgende in Fig. 3.2 gezeigten Gebiete unterschieden werden:

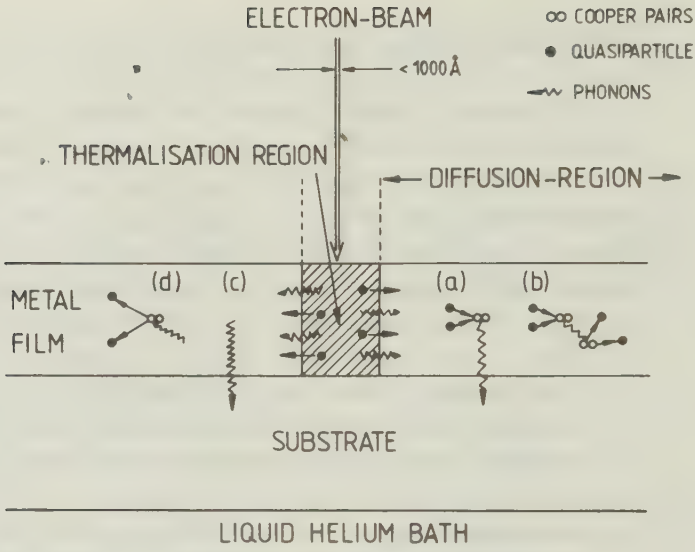



Fig. 3.2: Modellsystem zur Beschreibung der Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit einem supraleitenden Film.

(a) Thermalisationsgebiet:
Innerhalb einer sehr kurzen Zeit ($t<10^{-12}$sec) werden die hochenergetischen Strahlelektronen auf die thermische Energie der Targetatome abgebremst. Die dabei erzeugten hochangeregten QT und Ph relaxieren ebenfalls sehr schnell ($t<10^{-12}$sec) auf Energien in der Größenordnung der Energielückenenergie [3.5,3.6]. Nach dieser sehr kurzen Zeit ist die Ausdehnung des durch die Elektronenbestrahlung erzeugten Nichtgleichgewichtsgebietes sehr klein. Sie wird im wesentlichen bestimmt durch die Eindringtiefe $R_x$ der Strahlelektronen. Da diese Länge viel kleiner als die charakteristischen Längen für die QT- und Ph-Diffusion ist, kann sie gegenüber diesen vernachlässigt werden. Die Auswirkung der scharf fokussierten Elektronenbestrahlung auf den supraleitenden Film kann deshalb durch punktförmige QT- und Ph-Generationsterme $I_q$ und $I_{Ph}$ in den RT-Gleichungen beschrieben werden. Die Größe

der Generationsterme gibt an, wieviel QT und Ph nach der Thermalisationszeit durch die Elektronenbestrahlung erzeugt worden sind. In den Generationstermen sind also auch die QT und Ph enthalten, die bei der Relaxation der hochenergetischen QT und Ph entstehen. Bei der mathematischen Lösung der RT-Gleichungen führen die punktförmigen Injektionsterme zu einer Divergenz der QT- oder Ph-Dichte am Auftreffpunkt des Elektronenstrahls. Dies ist aber unbedeutend, solange nur das charakteristische räumliche und zeitliche Abklingverhalten von Interesse ist. Will man allerdings die Erhöhung der QT- und Ph-Dichte am Bestrahlungsort wissen, so muß eine vernünftige Annahme über die Größe des Volumens gemacht werden, in dem die QT und Ph erzeugt werden. Bei Annahme nichtpunktförmiger QT- und Ph-Generationsterme können dann allerdings keine einfachen analytischen Lösungen der RT-Gleichungen angegeben werden.

(b) Diffusionsgebiet:
Innerhalb einer wesentlich längeren Zeitskala ($t>10^{-11}$sec) relaxiert der im Thermalisationsgebiet erzeugte Nichtgleichgewichtszustand in den thermischen Gleichgewichtszustand mit dem Substrat. Während dieser Zeit können die QT und Ph aus dem Thermalisationsgebiet in die angrenzenden ungestörten Gebiete diffundieren. Die QT können dabei zu CP rekombinieren. Das bei der Rekombination entstehende Phonon kann entweder ins Substrat entkommen (Prozeß (a)) oder erneut ein CP aufbrechen (Prozeß (b)). Die im Thermalisationsgebiet erzeugten Phononen können entweder direkt ins Substrat entkommen (Prozeß (c)) oder CP aufbrechen (Prozeß (d)).

Mit Hilfe der RT-Gleichungen können die im Diffusionsgebiet ablaufenden Prozesse beschrieben werden. Die QT- und Ph-Generationsterme in den RT-Gleichungen charakterisieren den Endzustand der Relaxationskaskade der hochenergetischen Strahlelektronen im Thermalisationsgebiet. Da die Ausdehnung des Thermalisationsgebietes gegenüber der des Diffusions-

gebietes vernachlässigbar klein ist, können die Generationsterme durch Dirac'sche Deltafunktionen dargestellt werden.

Eine große Schwierigkeit besteht allerdings darin, anzugeben, wieviele QT und Ph bei welcher Leistung des Elektronenstrahls erzeugt werden. Dazu muß genau bekannt sein, wieviel Energie ins QT-System und wieviel ins Phononensystem geht. Für Halbleiter sind diese Energieanteile sehr gut bekannt. Durch Angabe einer effektiven Energielücke für die Elektron-Loch-Paarerzeugung wird den Energieverlusten für andere Prozesse (z.B. Phononen- und Photonenerzeugung) Rechnung getragen. Für Silizium beträgt die effektive Energielücke 3.76 eV und für Germanium 2.96 eV bei 77 K [3.8], sie ist also wesentlich größer als der Bandabstand dieser Materialien (1.12 eV (Si) und 0.67 eV (Ge)). Für supraleitende Materialien gibt es nur sehr wenige experimentelle Untersuchungen zur Bestimmung einer effektiven Energielücke für die QT-Erzeugung. Für Zinn bestimmte Twerenbold et al. [3.9] eine effektive Energielücke von 15 meV. Im Vergleich zu Halbleitern treten bei Supraleitern folgende Probleme bei der Bestimmung einer effektiven Energielücke auf:

(a) Die Energielücke hängt beim Supraleiter stark von der Anzahl der QT ab, die Energielücke des Halbleiters wird dagegen kaum von der Anzahl der Elektron-Loch-Paare beeinflußt.

(b) Bei Supraleitern kann die Energie, die ins Phononensystem geflossen ist, durch Paarbrechung wieder ins Quasiteilchensystem zurückfließen. Dies ist bei intrinsischen Halbleitern kaum möglich, da die Phononenenergien wesentlich kleiner als die Energielücke sind. Bei intrinsischen Halbleitern ist dieser Energierückfluß nur zwischen Photonensystem und Elektron-Loch-Paarsystem möglich.

Punkt (b) hat eine wichtige Bedeutung für die Anwendung von supraleitenden Dünnfilmstrukturen (z.B. Tunnelkontakten) als Teilchendetektoren. Ist der Rückfluß der Energie des Phononensystems in das Quasiteilchensystem nicht vorhanden,

so müssen die durch die Teilchenstrahlung erzeugten QT innerhalb ihrer Lebensdauer nachgewiesen werden (z.B. durch einen Tunnelprozeß). Da die QT-Rekombinationszeit sehr kurz ist (siehe Tab. 3.2),ist dies sehr schwierig. Ist der Enrgierückfluß vorhanden, d.h., brechen die bei der Rekombination entstandenen Phononen wieder CP auf, bevor sie ins Substrat entkommen, so erhält man eine Verlängerung der Rekombinationszeit um den Phonon-Einfangfaktor $1+\tau_\gamma/\tau_B$. Dieser Faktor gibt gerade die Wahrscheinlichkeit für den Energierückfluß vom Phononensystem ins Quasiteilchensystem an. Bei völliger thermischer Abkopplung der supraleitenden Dünnfilmstruktur ($1+\tau_\gamma/\tau_B \to \infty$) erhält man durch die Teilchenbestrahlung eine bleibende Erhöhung der QT-Zahl. Diese erhöhte QT-Zahl entspricht der thermischen QT-Zahl bei der erhöhten Temperatur T*, die durch die Energie der Teilchenstrahlung erzeugt wird. In diesem Fall kann die Dünnfilmstruktur als Bolometer verwendet werden. Durch Messen der QT-Zahl (z.B. durch einen Tunnelprozeß) kann direkt die Temperatur der Struktur bestimmt werden.

In Tab. 3.2 sind die Phonon-Einfangfaktoren für einen 1000 Å dicken Film auf einem Saphir-Substrat angegeben. Diese Faktoren differieren sehr stark für die einzelnen Materialien. In folgendem soll unterschieden werden zwischen

- schwachem Phononeneinfang: $\tau_\gamma \leq \tau_B$
  Material: Aluminium

- mittlerem Phononeneinfang: $\tau_B < \tau_\gamma < 50\tau_B$
  Material: Zinn

- starkem Phononeneinfang: $\tau_\gamma > 50\tau_B$
  Material: Blein, Indium, Niob

Natürlich hängen die Phonon-Einfangfaktoren auch von der Dicke der supraleitenden Filme ab, da die Phonon-Entkommzeit für dickere Filme größer wird.

### 3.3.1 Lösungen der Rothwarf-Taylor-Gleichungen

Es wurde gezeigt, daß das dynamische Verhalten eines supraleitenden Films bei Elektronenbestrahlung mit Hilfe der RT-Gleichungen beschrieben werden kann. In diesem Abschnitt werden spezielle Lösungen der RT-Gleichungen für unterschiedliche Störungen durch den Elektronenstrahl und verschiedene Randbedingungen angegeben. Die in diesem Abschnitt enthaltenen Ergebnisse wurden bereits veröffentlicht. Es wird deshalb hier auf eine detaillierte Herleitung der einzelnen Lösungen verzichtet; sie kann in Ref. [1.14] nachgelesen werden. Aus Gründen der Einfachheit wird zunächst nur der eindimensionale Fall behandelt. Lösungen der RT-Gleichungen für den zweidimensionalen Fall sind in Abschnitt 3.3.1d angegeben. Das mit Hilfe der RT-Gleichungen erhaltene räumliche und zeitliche Relaxationsverhalten eines gestörten supraleitenden Filmes gilt natürlich nicht nur für eine Störung durch den Elektronenstrahl sondern auch für andere Störungen wie Laserbestrahlung [3.10] oder Tunnelinjektion von QT [3.11]. Für die einzelnen Störungsarten müssen jeweils nur die QT- und Ph-Generationsterme modifiziert werden.

(a) <u>Zeitliches Abklingverhalten bei räumlich homogener Elektronenbestrahlung</u>

Durch Lösen der nichtlinearen Differentialgleichung (3.7) erhält man für das zeitliche Abklingverhalten nach Abschalten einer zeitlich konstanten und räumlich homogenen QT- und Ph-Generationsrate zur Zeit t = 0 folgenden Ausdruck [1.14], [3.11]:

$$\frac{(N_q - N_{qT})^{q+1}}{(N_q + N_{qT})^{q-1}} = C\, e^{-t/\tau_\gamma} \quad \text{für } t > 0 \tag{3.13}$$

mit

$$q = \frac{\tau_{RT}}{\tau_\gamma}\left(1 + \frac{\tau_\gamma}{\tau_B}\right) \tag{3.14}$$

Dieses Ergebnis wurde mit Hilfe der Bedingung $1/\tau_B >> 1/(\tau_\gamma \tau_{RT})^{\frac{1}{2}}$ und der Voraussetzung, daß man nur an den langlebigsten Prozessen interessiert ist, hergeleitet. Die obige Bedingung ist für alle in Tab. 3.2 aufgelisteten Materialien erfüllt. Sie ist nur dann verletzt, wenn $\tau_\gamma$ und $\tau_{RT}$ sehr klein werden, was bei sehr dünnen Metallfilmen und bei hohen reduzierten Temperaturen ($T/T_c \tilde{<} 1$) der Fall ist. Der Grenzfall sehr dünner supraleitender Filme wird in Abschnitt 3.4 behandelt.

Die Konstante C in Gleichung (3.13) wird durch die zeitlichen Randbedingungen bestimmt, die in unserem Fall

$$N_q(t=0) = \{N_{qT}^2 + \frac{\tau_\gamma}{R}[(\frac{1}{\tau_\gamma} + \frac{1}{\tau_B})I_q + \frac{2I_{Ph}}{\tau_B}]\}^{1/2} \qquad (3.15)$$

und

$$N_q(t=\infty) = N_{qT}$$

lauten. Für sehr große Störungen ($N_q$ wird sehr groß) oder für kleine reduzierte Temperaturen ($N_{qT}$ wird sehr klein) gilt die Beziehung $N_{qT} << N_q$. Als Näherungslösung erhält man in diesem Fall

$$N_{qT}(t) = N_{qT} + N_q(t=0)\, e^{-t/2\tau_\gamma} \qquad (3.16)$$

Für sehr kleine Störungen ($N_q$ wird sehr klein) oder für hohe reduzierte Temperaturen ($N_{qT}$ wird sehr groß) gilt die Beziehung $N_{qT} >> N_q$. In diesem Fall erhält man folgende linearisierte Differentialgleichung

$$\frac{d^2\delta N_q}{dt^2} + (\frac{1}{\tau_{RT}} + \frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_\gamma})\frac{d\delta N_q}{dt} + \frac{1}{\tau_{RT}\tau_\gamma}\delta N_q = 0 \text{ für } t>0 \qquad (3.17)$$

mit der Lösung

$$\delta N_q(t) = C_1\, e^{-t/\tau_+} + C_2\, e^{-t/\tau_-} \text{ für } t > 0 \qquad (3.18)$$

wobei

$$\tau_{\pm}^{-1} = \frac{1}{2}\{\frac{1}{\tau_{RT}} + \frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_\gamma} \pm [(\frac{1}{\tau_{RT}} + \frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_\gamma})^2 - \frac{4}{\tau_{RT}\tau_\gamma}]^{1/2}\} \quad (3.19)$$

ist. Die Konstanten $C_1$ und $C_2$ müssen wiederum aus den zeitlichen Randbedingungen bestimmt werden die in unserem Fall durch

$$\delta N_q(t=0) = \tau_{RT}(1 + \frac{\tau_\gamma}{\tau_B})I_q + \frac{2\tau_{RT}\tau_\gamma}{\tau_B} I_{Ph} \quad (3.20)$$

$$\delta N_q(t=\infty) = 0$$

gegeben sind. Für die verschiedenen Phonon-Einfang-Faktoren erhält man näherungsweise folgende Abklingzeiten aus Gleichung (3.19), wenn nur die jeweils längste Zeit in Betracht gezogen wird:

- schwacher Phonon-Einfang: $\tau = \tau_{RT}$
  ($\tau_\gamma \leq \tau_B$; $\tau_{RT} >> \tau_\gamma$)

- mittlerer Phonon-Einfang:
  ($\tau_\gamma > \tau_B$ $\tau_{RT} \geq \tau_\gamma$) $\tau = \tau_{RT}(1+\frac{\tau_\gamma}{\tau_B})$ (3.21)

- starker Phonon-Einfang: $\tau = \tau_\gamma$.
  ($\tau_\gamma >> \tau_B$; $\tau_{RT} < \tau_\gamma$)

Im Falle schwachen Phonon-Einfangs werden die Phononen sehr schnell an die Wärmesenke (Substrat) abgegeben. Die Abklingzeit des Nicht-Gleichgewichtszustandes ist deshalb nur durch die QT-Rekombinationszeit $\tau_{RT}$ bestimmt. Für mittleren Phonon-Einfang wird $\tau_{RT}$ dadurch verlängert, daß die Phononen nicht mehr so schnell in die Wärmesenke entkommen und deshalb wieder QT durch Paarbrechung erzeugen können. Als Abklingzeit erhält man eine effektive Rekombinationszeit $\tau_{RT}^{eff}$, die gegenüber $\tau_{RT}$ um den Phonon-Einfangfaktor $1 + \tau_\gamma/\tau_B$ verlängert ist. Bei starkem Phonon-Einfang benötigen die Phononen sehr lange Zeit um ins Substrat zu gelangen. Deshalb wird die Phonon-

Entkommzeit $\tau_\gamma$ die bestimmende Relaxationszeit. Hierzu muß natürlich bemerkt werden, daß auch bei sehr hohem Phonon-Einfang die Rekombinationszeit $\tau_{RT}$ die bestimmende Zeit sein kann, falls diese größer als die Phonon-Entkommzeit $\tau_\gamma$ ist. Dies ist aber nur bei sehr tiefen Temperaturen der Fall, wo die QT-Rekombinationszeit proportional $T^{-1/2} \exp(\Delta(0)/kT)$ ansteigt [3.5].

Die Lösungen der nichtlinearen und der linearen Differentialgleichung (3.13) und (3.18) zeigen natürlich unterschiedliches Abklingverhalten. Interessant ist hierbei, daß man bei starkem Phonon-Einfang sowohl für $N_q >> N_{qT}$ und $N_q << N_{qT}$ ein exponentielles Abklingverhalten erhält, wobei sich die Abklingzeit um den Faktor zwei unterscheidet. Bei gleichbleibender Störung kann der Übergang $N_q >> N_{qT}$ zu $N_q << N_{qT}$ durch Erhöhen der reduzierten Temperatur erreicht werden.

(b) <u>Räumliches Abklingverhalten bei zeitlich konstanter punktförmiger Elektronenbestrahlung</u>

Da die räumliche Ausdehnung des Thermalisationsgebietes gegenüber der des Diffusionsgebietes vernachlässigt werden kann, ist es zulässig, die QT- und Ph-Generationsraten durch Dirac'sche Deltafunktionen darzustellen. Für eine zeitlich konstante, lokale Elektronenbestrahlung bei x = 0 erhält man aus (3.7) folgende Differantialgleichung zur Beschreibung des räumlichen Abklingverhaltens:

$$- \frac{D_q(1+\tau_\gamma/\tau_B)}{R} \frac{d^2}{dx^2} N_{q0} + N_{q0}^2 - N_{qT}^2 = I_{q0}\delta(x) \qquad (3.22)$$

Hierbei ist

$$I_{q0}\ \delta(x) = [I_q(\frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_\gamma}) + \frac{2I_{Ph}}{\tau_B}]\tau_\gamma/R \qquad (3.23)$$

die QT-Generationsrate aufgrund der Elektronenbestrahlung, $\delta(x)$ ist die Dirac'sche Deltafunktion. Die Lösung von (3.22) ist gegeben durch [1.14]

$$N_{q0}(x) = N_{qT} + \frac{3N_{qT}}{\sinh^2[(x+x_0)/2\Lambda_0^{stat}]} \quad \text{für } x>x_0>0 \qquad (3.24)$$

mit

$$\Lambda_0^{stat} = [D_q \tau_{RT}(1 + \tau_\gamma/\tau_B)]^{1/2} \qquad (3.25)$$

Die Konstante $x_0$ wird durch die jeweiligen Randbedingungen bestimmt. Durch Entwickeln der sinh-Funktion in eine Potenzreihe erhält man folgende Näherungslösung in unmittelbarer Umgebung des Bestrahlungsortes:

$$N_{q0}(x) = N_{qT} + \frac{12\, N_{qT}}{(x+x_0)^2/(\Lambda_0^{stat})^2} \qquad (3.26)$$

Für große Entfernungen vom Bestrahlungsort erhält man als Näherungslösung

$$N_{q0}(x) = N_{qT} + 12N_{qT}\, e^{-(x+x_0)/\Lambda_0^{stat}} \qquad (3.27)$$

Das Abklingverhalten der QT-Dichte ist also in der Nähe des Bestrahlungsortes erst quadratisch und geht dann für größere Entfernungen in ein exponentielles Abklingverhalten über.

Für sehr kleine Störungen oder für hohe reduzierte Temperaturen ist $N_{q0} \ll N_{qT}$. Deshalb kann die linearisierte Differentialgleichung (3.8) zur Beschreibung des Abklingverhaltens verwendet werden. Ihre Lösung lautet:

$$\delta N_{q0}(x) = \delta N_{q0}(x=0)\exp(-x/\Lambda_0^{stat}) \qquad (3.28)$$

In diesem Fall erhält man also ein rein exponentielles Abklingverhalten.

Die charakteristische Länge für das räumliche Abklingverhalten ist, abgesehen von der speziellen funktionalen Form, sowohl im nichtlinearen als auch im linearen Fall durch

$\Lambda_0^{stat}$ bestimmt. Die Ausheillänge $\Lambda_0^{stat}$ bestimmt das Auflösungsvermögen der TTREM bei der Untersuchung von räumlichen Strukturen in Proben aus supraleitenden Filmen. Für die verschiedenen Phonon-Einfangfaktoren ist $\Lambda_o^{stat}$ gegeben durch:

- schwacher Phonon-Einfang: $(\tau_\gamma \leq \tau_B;\ \tau_{RT} >> \tau_\gamma)$ $\quad \Lambda_0^{stat} = [D_q \tau_{RT}]^{1/2}$

- mittlerer Phonon-Einfang: $(\tau_\gamma > \tau_B;\ \tau_{RT} \geq \tau_\gamma)$ $\quad \Lambda_0^{stat} = [D_q \tau_{RT}(1+\frac{\tau_\gamma}{\tau_B})]^{1/2}$ (3.29)

- starker Phonon-Einfang: $(\tau_\gamma >> \tau_B;\ \tau_{RT} < \tau_\gamma)$ $\quad \Lambda_0^{stat} = [D_q \tau_{RT} \tau_\gamma / \tau_B)]^{1/2}$

Die Größe der Ausheillänge wird also außer durch die QT-Diffusionskonstante im wesentlichen durch die charakteristischen Relaxationszeiten bei den verschiedenen Phonon-Einfangfaktoren bestimmt. Deshalb hängt $\Lambda_0^{stat}$ stark vom Material, aus dem die supraleitenden Filme bestehen, deren Dicke, der Art des Substrats, auf das die Filme aufgedampft sind und der Temperatur ab, da all diese Faktoren die charakteristischen Abklingzeiten beeinflussen. Dadurch ist aber auch die Möglichkeit gegeben, durch Optimierung dieser Einflüsse die Ausheillänge zu verkürzen und damit das Auflösungsvermögen zu verbessern.

(c) Räumliches Abklingverhalten bei punktförmiger, zeitlich variierender Elektronenbestrahlung

Um ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis bei der Detektion des elektronenstrahlinduzierten Probensignals zu erzielen, wird im Experiment der Elektronenstrahl meist zeitlich moduliert und zur Detektion des Antwortsignals ein phasenempfindlicher Verstärker (Lock-in Verstärker) benutzt. Deshalb soll hier das dynamische Verhalten eines supraleitenden Films bei einer punktförmigen, mit der Kreisfrequenz $\omega$ oszillierenden Störung behandelt werden.

Mit der Bedingung $1/\tau_B >> 1/(\tau_\gamma \tau_{RT})^{1/2}$ und der Voraussetzung, daß nur die am längsten dauernden Relaxationsprozesse das experimentell beobachtbare Relaxationsverhalten bestimmen, erhält man folgende Differentialgleichung zur Beschreibung des räumlichen und zeitlichen Abklingverhaltens [1.14]:

$$(2RN_q + \frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_\gamma}) \frac{dN_q}{dt} - D_q(\frac{1}{\tau_\gamma} + \frac{1}{\tau_B})\frac{d^2}{dx^2} N_q +$$

$$\frac{R}{\tau_\gamma} (N_q^2 - N_{qT}^2) = \frac{1}{2} I_{q0} (1 + e^{i\omega t})\delta(x) \qquad (3.30)$$

Die QT-Generationsrate soll harmonisch mit der Kreisfrequenz $\omega$ zwischen Null und $I_{q0}$ oszillieren, wobei $I_{q0}\delta(x)$ durch Gleichung (3.23) gegeben ist. Wird eine Lösung der Form

$$N_q(x,t) = \sum_{m \leq 0} N_{qm}(x)\, e^{im\omega t} \qquad (3.31)$$

angenommen und in (3.30) eingesetzt, so erhält man für m=0 die Differentialgleichung für den statischen Fall, deren Lösung durch Gleichung (3.24) gegeben ist. Da im Experiment mit dem Lock-in Verstärker nur der Signalanteil, der mit der Frequenz $\omega$ oszilliert, detektiert wird, ist außer der statischen Lösung nur die Lösung für m=1 interessant. Die Differentialgleichung für m=1 lautet:

$$-\frac{d^2}{d\tilde{x}^2} N_{q1} + (1 + i\tilde{\omega})\, N_{q1} = W_{q0}\delta(\tilde{x}) \qquad (3.32)$$

Hierbei ist

$$\tilde{x} = x\left[\frac{(1+\tau_\gamma/\tau_B)D_q}{2RN_{q0}}\right]^{-1/2} \equiv \frac{x}{\Lambda_{0\,dyn}}$$

$$\tilde{\omega} = \omega\tau_\gamma(1 + \frac{1/\tau_B + 1/\tau_\gamma}{2RN_{q0}}) \equiv \omega\tau_1 \qquad (3.33)$$

$$W_{q0} = I_{q0}\tau_\gamma/4RN_{q0}$$

In folgendem wird $N_{q0}$ als räumlich konstant angenommen. Dies ist möglich, wenn die Ausheillänge $\Lambda_0^{stat}$ der statischen Lösung wesentlich größer als die der dynamischen Lösung ist. Es wird sich zeigen, daß dies für hohe Modulationsfrequenzen $\omega\tau_1 >> 1$ der Fall ist. Die Lösung der Differentialgleichung (3.32) ist mit diesen Bedingungen gegeben durch [1.14]

$$N_{q1}(\tilde{x}) = \frac{1}{2} W_{q0}(\frac{1}{\tilde{k}}) \exp(-\tilde{k}\tilde{x}) \tag{3.34}$$

mit

$$\tilde{k}^2 = 1 + i\tilde{\omega} \tag{3.35}$$

Die absolute Größe von $N_{q1}$ ist gegeben durch

$$|N_{q1}(x)| = \frac{1}{2} W_{q0}[1+(\omega\tau_1)^2]^{-1/4} \exp(-x/\Lambda_1^{dyn}) \tag{3.36}$$

mit der dynamischen Ausheillänge

$$\Lambda_1^{dyn} = \Lambda_0^{dyn} [\frac{1}{2}\{[1+(\omega\tau_1)^2]^{1/2}+1\}]^{-1/2} \tag{3.37}$$

Die dynamische Lösung $N_{q1}(x,t)$ setzt sich also zusammen aus

- einer frequenzabhängigen Amplitude

$$\frac{W_{q0}}{2\tilde{k}} = \frac{W_{q0}}{2} [1+(\omega\tau_1)^2]^{-1/4} \exp(-i/2 \arctan\omega\tau_1) \tag{3.38}$$

- einem Faktor $\exp(-x/\Lambda_1^{dyn})$, der exponentiell mit der Ausheillänge $\Lambda_1^{dyn}$ abnimmt,

- einem räumlich oszillierenden Faktor mit der Wellenzahl

$$k = \frac{1}{\Lambda_0^{dyn}} [\frac{1}{2}\{[1+(\omega\tau_1)^2]^{1/2} - 1\}]^{1/2} \tag{3.39}$$

- und einem Faktor $e^{i\omega t}$, der zeitlich mit der Kreisfrequenz $\omega$ oszilliert.

Die Gleichungen (3.37) - (3-39) zeigen deutlich, daß das Abklingverhalten der Lösung $N_{q1}(x,t)$ stark von der Modulationsfrequenz der Störung abhängt. Für niedrige Frequenzen $\omega\tau_1 << 1$ kann der gestörte supraleitende Film der zeitlichen Änderung der äußeren Störung quasistationär folgen. In diesem Fall erhält man deshalb keine grundlegenden Änderungen im Vergleich zum Abklingverhalten bei zeitlich konstanter Störung. Interessant ist dagegen der Grenzfall hoher Frequenzen $\omega\tau_1 >> 1$. Der supraleitende Film kann nun der zeitlichen Änderung der Störung nicht mehr folgen. Die Amplitude der QT-Generationsrate nimmt proportional zu $\omega^{-1/2}$ ab und es stellt sich eine Phasenschiebung von $\pi/4$ gegenüber der antreibenden Störung ein. Die Abklinglänge $\Lambda_1^{dyn}$ nimmt ebenfalls mit steigender Frequenz proportional $\omega^{-1/2}$ ab. Dies ist ein Verhalten das typisch für Skineffekte ist.

Für die experimentelle Technik hat der Grenzfall hoher Frequenzen ($\omega\tau_1 >> 1$) große Bedeutung. Da mit dem Lock-in Verstärker nur der mit der Kreisfrequenz $\omega$ oszilierende Signalanteil detektiert wird, erhält man dadurch nur Information über eine Probeneigenschaft, die aus einem Bereich der Fläche $\pi(\Lambda_1^{dyn})^2$ stammt. Bei hochfrequenter Strahlmodulation ist diese Fläche wesentlich kleiner als die Fläche $\pi(\Lambda_0^{stat})^2$ bei niederfrequenter Strahlmodulation. Durch hochfrequente Modulation der Störung kann somit eine Auflösungsverbesserung erreicht werden. Direkte Beispiele dafür sind in Kapitel 7 gezeigt. Die Größe der notwendigen Modulationsfrequenz wird dabei durch die Zeit $\tau_1$ bestimmt, die wiederum von der Art des supraleitenden Metalls und des Substrats, von der Dicke des supraleitenden Metallfilmes und von der Temperatur abhängt. Für die verschiedenen Phonon-Einfangfaktoren ergeben sich folgende Näherungswerte für $\tau_1$:

- schwacher Phonon-Einfang: $(\tau_\gamma \leq \tau_B \; ; \; \tau_{R0} >> \tau_\gamma)$ $\qquad \tau_1 = \tau_{R0} := \frac{1}{2RN_{q0}}$

- mittlerer Phonon-Einfang: $(\tau_\gamma > \tau \; ; \; \tau_{R0} \geq \tau_\gamma)$ $\qquad \tau_1 = \tau_{R0}(1+\frac{\tau_\gamma}{\tau_B})$ $\qquad$ (3.40)

- starker Phonon-Einfang: $\tau_1 = \tau_\gamma$
  ($\tau_\gamma >> \tau_B$ ; $\tau_{R0} < \tau_\gamma$)

Da der gestörte Supraleiter für $\omega\tau_1 >> 1$ der antreibenden Störung zeitlich nicht folgen kann, ist das Resultat der hochfrequenten Störung eine zeitlich konstante, erhöhte QT-Dichte $N_{q0}$, der ein mit der Frequenz $\omega$ oszillierender Anteil der Amplitude $W_{q0}/2\,[1+(\omega\tau_1)^2]^{1/4}$ überlagert ist. Die im Mittel erhöhte QT-Dichte $N_{q0}$ führt zu einer geänderten QT-Rekombinationszeit $\tau_{R0}$ und einer geänderten Ausheillänge $\Lambda_0^{dyn}$.

(d) Zweidimensionale Quasiteilchendiffusion

Aus Gründen der Einfachheit wurde bis jetzt nur eine eindimensionale Analyse der Abklingverhaltens der durch Elektronenbestrahlung erzeugten Überschußquasiteilchendichte durchgeführt. In der Praxis werden aber fast immer zweidimensionale Proben, z.B. Tunnelkontakte untersucht. Deshalb wird hier kurz der Fall zweidimensionaler QT-Diffusion behandelt.

Für die der Gleichung (3.7) entsprechende nichtlineare Differentialgleichung für den zweidimensionalen Fall läßt sich keine analytische Lösung angeben. Deshalb wird im folgenden nur die linearisierte Differentialgleichung verwendet. Unter Benutzung von ebenen Polarkoordinaten erhält man folgende Differentialgleichung für den Fall einer punktförmigen, mit der Frequenz $\omega$ modulierten Elektronenbestrahlung:

$$\left(\frac{1}{\tau_{RT}} + \frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_\gamma}\right)\frac{d\delta N_q}{dt} - D_q\left(\frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_\gamma}\right)\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\,\frac{d\delta N_q}{dr}\right)$$

$$+ \frac{1}{\tau_{RT}\tau_\gamma}\,\delta N_q = \frac{1}{2}\,I_{q0}(1 + e^{i\omega t})\,\frac{1}{r}\delta(r) \qquad (3.41)$$

Hierbei wurde angenommen, daß der Elektronenstrahl auf den Punkt r = 0 fokussiert ist. Durch Annahme einer Lösung der Form

$$N_q(r,t) = \sum_{m\geq 0} N_{qm}(r)\, e^{im\omega t} \qquad (3.42)$$

erhält man für den statischen Fall (m=0) die Differentialgleichung

$$-\tilde{r}^2 \frac{d^2\delta N_{q0}}{d\tilde{r}^2} - \tilde{r} \frac{d\delta N_{q0}}{d\tilde{r}} + \tilde{r}^2 \delta N_{q0} = \frac{1}{2} I_{q0} \tau_\gamma \tau_{RT} \tilde{r} \delta(\tilde{r}) \quad (3.43)$$

wobei $\tilde{r} = r/\Lambda_0^{stat}$ ist. Die Lösung dieser Differentialgleichung ist gegeben durch

$$\delta N_{q0}(r) = \frac{1}{2} I_{q0} \tau_{RT} \tau_\gamma K_0(r/\Lambda_0^{stat}) \quad (3.44)$$

wobei $K_0$ die modifizierte Besselfunktion nullter Ordnung ist. Für m = 1 erhält man die Differentialgleichung

$$-\hat{r}^2 \frac{d^2\delta N_{q1}}{d\hat{r}^2} - \hat{r} \frac{d\delta N_{q1}}{d\hat{r}} + \hat{r}^2 \delta N_{q1} = \frac{I_{q0} \tau_\gamma \tau_{R0}}{2(1+i\omega\tau_1)^{1/2}} \hat{r} \delta(\hat{r}) \quad (3.45)$$

mit $\hat{r} = r(1+i\omega\tau_1)^{1/2}/\Lambda_0^{dyn}$. Die Lösung dieser Gleichung ist gegeben durch

$$\delta N_{q1}(r) = \frac{I_{q0} \tau_\gamma \tau_{R0}}{2(1+i\omega\tau_1)^{1/2}} K_0 \left( \frac{r(1+i\omega\tau_1)^{1/2}}{\Lambda_0^{dyn}} \right) \quad (3.46)$$

Die modifizierte Besselfunktion $K_0(z)$ klingt mit $1/\sqrt{z}\, e^{-z}$ für $z >> 1$ ab und divergiert logarithmisch für $z \to 0$. Diese Divergenz kommt durch die Annahme eines unendlich scharf fokussierten Elektronenstrahls zustande.

Durch Betrachten des funktionalen Verhaltens der modifizierten Besselfunktion $K_0$ kann gefolgert werden, daß auch im zweidimensionalen Fall das räumliche Abklingen der Überschußquasiteilchendichte innerhalb der charakteristischen Längen $\Lambda_0^{stat}$ und $\Lambda_1^{dyn}$ geschieht, wobei die Signalamplitude und die dynamische Ausheillänge $\Lambda_1^{dyn}$ für hohe Modulationsfrequenzen wiederum proportional zu $\omega^{-1/2}$ abnimmt. Die bei der Behandlung des eindimensioanlen Falls erhaltenen Ergebnisse bezüglich der charakteristischen Abklinglängen behalten also auch für den zweidimensionalen Fall ihre Gültigkeit.

### 3.3.2 Thermische Betrachtung

In einer vorangegangenen Arbeit [3.1] wurde die Auswirkung der Elektronenbestrahlung auf einen supraleitenden Film als reiner Heizeffekt behandelt. Das räumlich und zeitliche Abklingverhalten wurde durch die thermischen Ausheillängen

$$l_T^{stat} = \left(\frac{\kappa d}{\alpha}\right)^{1/2} \tag{3.47}$$

und

$$l_T^{dyn} = l_T^{stat}\left[\frac{1}{2}\left\{\left[1+(\omega\tau_T)^2\right]^{1/2}+1\right\}\right]^{-1/2} \tag{3.48}$$

für eine zeitlich konstante bzw. eine mit der Frequenz $\omega$ oszillierende Elektronenbestrahlung und die thermische Relaxationszeit

$$\tau_T = \frac{Cd}{\alpha} \tag{3.49}$$

charakterisiert. Hierbei ist $\kappa$ die Wärmeleitfähigkeit, $\alpha$ der Wärmeübergangskoeffizient zwischen dem supraleitenden Film und dem Substrat, d die Schichtdicke des supraleitenden Films und C seine Wärmekapazität pro Volumen.

Da die durch den Elektronenstrahl in den supraleitenden Metallfilm gebrachte Energie nur über Phononen an das Substrat abgegeben werden kann, ist die Phonon-Entkommzeit $\tau_\gamma$ die bestimmende Zeit für die Geschwindigkeit des Energietransports vom Metallfilm ins Substrat. Ist die QT-Rekombinationszeit $\tau_{RT}$ und die Ph-Paarbrechungszeit $\tau_B$ wesentlich kleiner als die Phonon-Entkommzeit $\tau_\gamma$ ($1/\tau_\gamma \ll 1/\tau_{RT}, 1/\tau_B$), so kann sich auf einer im Vergleich zu $\tau_\gamma$ wesentlich kürzeren Zeitskala ein Quasigleichgewicht zwischen den QT und Ph einstellen. In diesem Fall kann deshalb die Nichtgleichgewichtsverteilung von QT und Ph durch eine Temperaturveteilung charakterisiert werden, die mit der Relaxationszeit $\tau_\gamma$ gegen die Temperatur der Wärmesenke (Substrat) relaxiert. Für den Grenzfall $1/\tau_\gamma \ll 1/\tau_{RT}, 1/\tau_B$ sollten also die mit den RT-Gleichungen

erhaltenen mit den durch eine thermische Betrachtung erhaltenen Ergebnissen übereinstimmen, d.h. für diesen Grenzfall sollte die Phonon-Entkommzeit $\tau_\gamma$ gleich der thermischen Relaxationszeit $\tau_T$ und die Abklinglänge der Überschußquasiteilchendichte $\Lambda_0^{stat}$ gleich der thermischen Ausheillänge sein. In Ref. [1.14] wurde diese Äquivalenz gezeigt. Die thermische Betrachtung ist also als Grenzfall in den mit den RT-Gleichungen gewonnenen Resultaten enthalten.

Da der einzige Prozeß der Energieabgabe aus dem supraleitenden Film der über Phononen ist, folgt sofort, daß die kürzest mögliche Relaxationszeit die thermische Relaxationszeit $\tau_T$ und damit die kürzest mögliche Abklinglänge die thermische Ausheillänge ist. Längere Relaxationszeiten und damit Abklingzeiten kommen dadurch zustande, daß die in den supraleitenden Film gebrachte Energie sehr lange im Quasiteilchensystem gespeichert wird. Dies ist dann der Fall, wenn die QT-Rekombinationszeit $\tau_{RT}$ größer als die Phonon-Entkommzeit $\tau_\gamma$ wird. In diesem Fall kann sich auch kein Quasigleichgewicht zwischen QT und Ph einstellen. Eine thermische Betrachtung ist deshalb nur zulässig,wenn die thermischen Prozesse diejenigen mit der langsamsten Zeitskala sind. In Bezug auf die thermische Betrachtungsweise muß an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, daß sich ein thermisches Gleichgewicht oft nur zwischen den QT und den zur Paarbrechung fähigen Phononen mit einer Energie $\hbar\omega > 2\Delta(T)$ einstellen kann, da die Rekombinationszeit $\tau_{RT}$ und die Paarbrechzeit $\tau_B$ klein im Vergleich zur charakteristischen Abklingzeit $\tau_\gamma$ sind (siehe Tab. 3.2). Für die niederenergetischen Phononen ($\hbar\omega < 2\Delta(T)$) ist es dagegen meist nicht möglich, ein thermisches Gleichgewicht mit den QT innerhalb der Zeit $\tau_\gamma$ zu erreichen, da die Ph-Streuzeit $\tau_{PhS}$ sehr lang ist ($\tau_{PhS} = 1.2\times10^{-7}$ sec für Pb bei $T/T_c = 0.5$ und $E_{Ph} = \Delta(0)$). Diese Tatsache muß bei der Herleitung der thermischen Parameter C, $\kappa$ und $\alpha$ aus den gemessenen charakteristischen Abklinglängen und Abklingzeiten berücksichtigt werden, da bei diesen Parametern immer eine thermische Verteilung für alle Phononen angenommen wird.

Für Temperaturen sehr nahe bei der kritischen Temperatur oder für sehr hohe QT-Dichten ändert sich die Situation. In diesem Fall wird die Ph-Streuzeit sehr kurz, wodurch sich ein thermisches Gleichgewicht für alle Phononen einstellen kann.

### 3.3.3 Materialabhängigkeit der notwendigen Elektronenstrahlleistung

In diesem Abschnitt wird die Elektronenstrahlleistung abgeschätzt, die eine bestimmte Erhöhung der QT-Dichte oder Änderung der Energielücke in einem supraleitenden Film erzeugt.

Für eine stationäre, räumlich homogene Störung ergibt sich aus Gleichung (3.5) und (3.6) die stationäre Lösung

$$N_q = I_q \tau_{RT}(1+\frac{\tau_\gamma}{\tau_B}) + 2I_{Ph} \tau_{RT} \frac{\tau_\gamma}{\tau_B} \qquad (3.50)$$

Nimmt man an, daß durch den Elektronenstrahl nur QT erzeugt werden ($I_{Ph} = 0$), so ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen der QT-Generationsrate $I_q$ und der Elektronenstrahlleistung:

$$I_q \tilde{} P/Ad\Delta \qquad (3.51)$$

Hierbei ist P/A die Flächenleistung des Elektronenstrahls, d die Dicke des gestörten supraleitenden Filmes und $\Delta$ die Energielücke des supraleitenden Metalls. Ebenso erhält man mit der Annahme, daß nur Phononen mit einer Energie $h\omega = 2\Delta$ erzeugt werden ($I_q = 0$) den Zusammenhang

$$I_{Ph} \tilde{} P/Ad2\Delta \qquad (3.52)$$

Deshalb erhält man, egal wie groß die QT- und Ph-Generationsrate im einzelnen ist, aus Gleichung (3.50) die Beziehung

$$P/A \approx \frac{N_q \Delta d}{\tau_{RT}(\tau_\gamma/\tau_B)} \qquad (3.53)$$

Dabei wurde $1 + \tau_\gamma/\tau_B$ durch $\tau_\gamma/\tau_B$ angenähert.

(a) Erzeugung einer konstanten QT-Dichte $N_q$:
Mit Hilfe der charakteristischen Zeiten aus Tab. 3.2 und den Energielücken $2\Delta = 0.34$ meV für Aluminium und $2\Delta = 2.73$ meV für Pb ergibt sich, daß beispielsweise zur Erzeugung derselben QT-Dichte in einem Bleifilm etwa eine 80 mal höhere Flächenleistung notwendig ist als das für einen Aluminiumfilm gleicher Dicke notwendig ist.

(b) Erzeugung einer konstanten Energielückenänderung:
Für $T = 0$ ist zur Erzeugung einer Energielückenänderung von 10 % nach Gleichung (3.4) eine QT-Dichte von $0.2\, N(0)\Delta_0$ notwendig. Dies entspricht für Blei einer QT-Dichte von etwa $3 \times 10^{18}/cm^3$ und für Aluminium von etwa $5 \times 10^{17}/cm^3$ [3.5; 3.6]. Für einen 5000 Å dicken Film ist beispielsweise zur Erzeugung dieser QT-Dichten und damit einer 10 %igen Energielückenänderung folgende Flächenleistung notwendig:

$$P/A = 4.5 \times 10^{-1}\ W/cm^2 \text{ für Pb} \qquad (3.54a)$$

$$P/A = 9.7 \times 10^{-4}\ W/cm^2 \text{ für Al} \qquad (3.54b)$$

Die Abschätzung zeigt, daß zur Erzeugung derselben Energielückenänderung von 10 % bei einem Bleifilm Flächenleistungen im Bereich von $W/cm^2$ bei einem Aluminiumfilm dagegen nur $mW/cm^2$ notwendig sind. Diese Abschätzungen gelten natürlich auch für andere Störungen wie z.B. Laserbestrahlung oder Tunnelinjektion von QT.

### 3.3.4 Folgerungen für experimentelle Anwendungen

Im Hinblick auf experimentelle Anwendungen spielen die in diesem Kapitel gemachten Modellbetrachtungen in zweierlei Hinsicht eine Rolle:

- Einerseits können bei Kenntnis der Materialdaten die Abklinglängen und -zeiten und damit das beim Experiment erreichbare Auflösungsvermögen abgeschätzt werden.

- Andererseits können durch Messung der Abklinglängen und -zeiten wichtige Materialparameter von Supraleitern oder Bauelementen aus supraleitenden Filmen bestimmt werden.

(a) Abschätzung des Auflösungsvermögens:

Die das Auflösungsvermögen bestimmende charakteristische Länge $\Lambda_0^{stat}$ für den Fall einer zeitlich konstanten Elektronenstrahlstörung hängt von der QT-Diffusionskonstanten $D_q$ und den charakteristischen Zeiten $\tau_{RT}$, $\tau_B$, und $\tau_\gamma$ ab. Für den Fall einer zeitlich oszillierenden Störung hängt die dynamische Ausheillänge $\Lambda_1^{dyn}$ außerdem von der Frequenz der Störung ab. Die Zeiten $\tau_{RT}$ und $\tau_B$ und deren Energie- und Temperaturabhängigkeiten sind gut bekannt [3.6]. Die Diffusionskonstante $D_q = 1/3\ V_F^2 \tau_{imp}$ kann mit Hilfe des Literaturwertes für die Fermigeschwindigkeit $V_F$ und durch Messung der elastischen Streuzeit $\tau_{imp}$ bestimmt werden. Die elastische Streuzeit kann dabei am einfachsten durch eine Messung des spezifischen Widerstandes bei $T \approx T_c$ erhalten werden.

Der größte Unsicherheitsfaktor bei der Abschätzung des Auflösungsvermögens kommt durch die Phonon-Entkommzeit $\tau_\gamma$ zustande. Es wurden zwar aufwendige Berechnungen zur Bestimmung des Phonon-Transmissionskoeffizienten $\eta$ zwischen supraleitenden Metallfilmen und verschiedenen Substratmaterialien durchgeführt [3.7], aber die mit Hilfe der berechneten Werte von $\eta$ bestimmten Phonon-Entkommzeiten $\tau_\gamma$ (Gleichung 3.12) weichen teilweise stark von den experimentell ermittelten Werten ab. Die Ursache dafür ist der große Einfluß der Be-

schaffenheit der Grenzfläche zwischen supraleitendem Film und Substrat auf den Phonon-Transmissionskoeffizienten. Diese Grenzfläche ist bezogen auf die Wellenlänge der Phononen (einige 100 Å) meist sehr rauh und weicht folglich von der bei den theoretischen Berechnungen angenommenen glatten Oberfläche stark ab.

Das Auflösungsvermögen kann durch hochfrequente Strahlmodulation wesentlich verbessert werden, falls die Modulationsfrequenz $\omega$ hoch im Vergleich zum reziproken Wert der charakteristischen Relaxationszeit (Gleichung 3.40) ist. Dadurch kann ein räumliches Auflösungsvermögen von etwa 1 µm erreicht werden.

(b) Bestimmung der charakteristischen Abklingzeiten

Durch Messung des zeitlichen Verlaufs des Antwortsignals einer supraleitenden Dünnfilmstruktur nach Abschalten der Elektronenbestrahlung können die charakteristischen Abklingzeiten der Überschuß-Quasiteilchenkonzentration $\tau_{RT}$, $\tau_B$ und $\tau_\gamma$ direkt experimentell bestimmt werden. Von diesen 3 Zeiten kann meist nur die jeweils längste exakt gemessen werden. Welche der 3 Zeiten die längste ist, hängt von dem jeweiligen supraleitenden Material ab (siehe (3.21) und Tab. 3.2).

Derartige Messungen können z.B. mit einem Tunnelkontakt durchgeführt werden, wobei das zeitliche Abklingverhalten der Überschuß-Quasiteilchenkonzentration durch Messung der zeitlichen Variation des QT-Tunnelstroms erhalten werden kann. Durch diese Messung wird vor allem die theoretisch schlecht vorhersagbare Phonon-Entkommzeit zugänglich. Dadurch kann die Abhängigkeit der Phonon-Entkommzeit von der Schichtdicke der supraleitenden Elektroden des Tunnelkontaktes, von der Art des Substrates, von Zwischenschichten zwischen Substrat und der Elektrode, von der Temperatur etc. untersucht werden. Messungen mit dieser Zielsetzung werden zur Zeit durchgeführt [3.17].

Ein weiterer sehr wichtiger Aspekt hinsichtlich der Messung der charakteristischen Relaxationszeiten ist die Anwendung von supraleitenden Tunnelkontakten zur Detektion von α-, β- oder γ-Strahlung. Durch Bestimmung der charakteristischen Zeiten in Abhängigkeit von den verschiedenen Materialparametern können diese in Bezug auf die für die jeweilige Anwendung geforderten Eigenschaften des Tunnelkontaktes gezielt optimiert werden. Auf diese Weise kann z.B. die Energieauflösung, die Ansprechgeschwindigkeit oder die Totzeit des Tunnelkontaktdetektors den Erfordernissen angepaßt werden. Bei der Optimierung der Energieauflösung kommt es vor allem darauf an, die effektive Energielücke $\Delta_{eff}$ für die QT-Erzeugung möglichst klein zu machen, so daß durch eine Strahlung fester Energie möglichst viele QT erzeugt werden.Im Gegensatz zu Halbleiterdetektoren, wo die effektive Energielücke einen festen Wert hat, kann diese beim supraleitenden Tunnelkontakt variiert werden, da der ins Phononensystem geflossene Anteil der Strahlungsenergie wieder ins Quasiteilchensystem zurückfließen kann (siehe Abschnitt 3.3). Bei einem Halbleiterdetektor muß dieser Energieanteil als Verlust abgeschrieben werden. Die Größe des Energierückflusses bei einem Tunnelkontaktdetektor kann durch eine Variation des Phonon-Einfangfaktors verändert werden.

## 3.4 Modell für sehr dünne supraleitende Filme

Für die in Kapitel 3.3 gemachten Modellbetrachtungen wurde vorausgesetzt, daß die gesamte Energie der Störung in dem dünnen supraleitenden Film dissipiert wird. Dieser war auf ein Substrat aufgedampft, das als Wärmesenke diente. Außerdem wurde angenommen, daß die Schichtdicke des supraleitenden Films in der gleichen Größenordnung wie die Eindringtiefe des Elektronenstrahls liegt. Bei sehr dünnen Metallfilmen, deren Dicke klein im Vergleich zu der mittleren Eindringtiefe des Elektronenstrahls ist, wird der größte Anteil der Strahlenergie im Substrat deponiert. Dieses kann

deshalb nicht mehr als Wärmesenke mit konstanter Temperatur betrachtet werden. Es ist somit notwendig, für die Elektronenbestrahlung sehr dünner Filme eigene Modellbetrachtungen zu machen, um das räumliche und zeitliche Abklingverhalten eines durch Elektronenbestrahlung erzeugten Nichtgleichgewichtszustandes in diesen Filmen zu verstehen. Dadurch können einerseits Vorhersagen über das Auflösungsvermögen bei der Untersuchung von räumlichen Strukturen in sehr dünnen supraleitenden Filmen gemacht werden und andererseits können durch Messung des räumlichen und zeitlichen Abklingverhaltens wichtige Materialparameter gewonnen werden.

Für die Modellbetrachtungen zur Elektronenbestrahlung sehr dünner supraleitender Metallfilme können folgende Annahmen gemacht werden (Fig. 3.3):

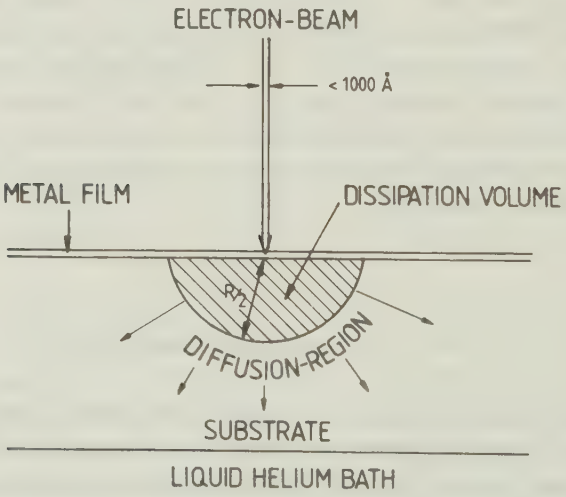



Fig. 3.3: Modellsystem zur Beschreibung der Elektronenbestrahlung eines auf ein Substrat aufgedampften, sehr dünnen supraleitenden Metallfilms.

(i) Die im supraleitenden Metallfilm dissipierte Energie kann wegen dessen geringer Dicke vernachlässigt werden. Die gesamte Energie der Elektronenstrahlstörung wird im Substrat deponiert.

(ii) Die Elektronenstrahlenergie soll homogen in einer Halbkugel mit Radius R/2 deponiert werden. Der Durchmesser R dieses Dissipationsvolumens ist durch die Reichweite der Strahlelektronen im Substrat gegeben.

(iii) Die Temperaturverteilung im Metallfilm soll derjenigen der Substratoberfläche entsprechen.

Bei welcher Schichtdicke der Grenzfall eines dünnen Metallfilms vorliegt, hängt von der Art des supraleitenden Metalls und von der Beschleunigungsspannung des Elektronenstrahls ab. Die Eindringtiefe des Elektronenstrahls in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung kann für die Materialien Blei, Indium, Zinn, Niob und Aluminium der Tab. 3.1 entnommen werden. Für den Grenzfall eines dünnen Metallfilms muß diese Eindringtiefe groß gegenüber der Schichtdicke des Metallfilms sein. Für andere Störungsarten wie z.B. Bestrahlung mit sichtbarem Licht (Laser) tritt der Grenzfall dünner Schichten gar nicht auf, da die Eindringtiefe des Lichts in die meisten Metalle nur wenige 100 Å beträgt, und deshalb nie groß im Vergleich zu der Schichtdicke des Metalls ist.

Entsprechend zu Kapitel 3.3 werden nun Lösungen für das räumliche und zeitliche Abklingverhalten der Temperaturerhöhung im Substrat angegeben, die durch zeitlich konstante und zeitlich variierende Elektronenbestrahlung erzeugt werden. Dabei wird angenommen, daß sich lokal sehr schnell ein thermisches Gleichgewicht einstellt, so daß sich für jeden Ort eine Temperatur T definieren läßt. Außerdem soll der Ausbreitungsprozeß der im Substrat erzeugten Phononen diffusiv sein. Damit kann die Ausbreitung der Störung im Substrat durch einfache Wärmediffusionsgleichungen beschrieben werden.

Natürlich ist in vielen Substratmaterialien (z.B. Silizium, Saphir, Quarz) bei tiefen Temperaturen und geringen Phononendichten eine ballistische Ausbreitung der Phononen möglich. Dies hat zur Folge, daß die Phononenausbreitung in der unmittelbaren Umgebung der Störung (hohe Temperatur, hohe Phononendichte) zuerst diffusiv verläuft und dann in eine ballistische Ausbreitung übergeht. Diese Probleme werden hier nicht erörtert.

(a) Punktförmige, zeitliche konstante Elektronenbestrahlung:

Das in Fig. 3.3 dargestellte radialsymmetrische Modell für eine punktförmige Störung bei r = 0 wird durch folgende Wärmeleitungsgleichung beschrieben [2.1]

$$p = -\kappa F \frac{dT}{dr} \qquad R/2 < r < \infty \qquad (3.55a)$$

$$p \frac{r^3}{(R/2)^3} = -\kappa F \frac{dT}{dr} \qquad 0 < r < \frac{R}{2} \qquad (3.55b)$$

Dabei wird angenommen, daß die absorbierte Leistung p des Elektronenstrahls homogen in der Halbkugel mit Radius R/2 dissipiert wird. Die Fläche $F = 2\pi r^2$ ist die Oberfläche einer Halbkugel mit Radius r. Durch Integration der beiden Differentialgleichungen und stetigen Anschluß ihrer Lösungen bei $r = \frac{R}{2}$ ergibt sich:

$$T(r) = \frac{p}{2\pi\kappa r} + T(\infty) \qquad \text{für } r/2 < r < \infty \qquad (3.56a)$$

$$T(r) = \frac{3p}{2\pi\kappa R} - \frac{p}{4\pi\kappa(R/2)^3} \cdot r^2 + T(\infty) \qquad \text{für } 0<r<R/2 \qquad (3.56b)$$

Aus diesen Gleichungen ergibt sich sofort die maximale Oberflächentemperatur $T(0) = \frac{3p}{2\pi\kappa R} + T(\infty)$. Aufgrund der guten Kühlung der Substratrückseite durch das Heliumbad kann die Temperatur $T(\infty)$ gleich der Heliumbadtemperatur gesetzt werden.

Im Gegensatz zu den im Kapitel 3.3 angegebenen Temperatur- und Quasiteilchendichte-Verteilungen divergiert die Temperatur bei der hier erhaltenen Lösung für r = 0 nicht. Die Ursache dafür ist das nicht verschwindende Volumen, in dem die Energie des Elektronenstrahls deponiert wird. In Kap. 3.3 wurde, um einfache analytische Lösungen der RT-Gleichungen zu erhalten, die Ausdehnung dieses Volumens (Thermalisationsgebiet) gleich Null gesetzt. Dadurch erhielten die Lösungen für r = 0 eine Divergenz. Dies war aber irrelevant, da nicht der absolute Wert der Erhöhung der Temperatur oder der Quasiteilchendichte von Interesse war, sondern das räumliche und zeitliche Abklingverhalten. Für ein verschwindendes Dissipationsvolumen erhält man die der Gleichung (3.56a und b) entsprechende Lösung [3.12]

$$T(r) = \frac{p}{2\pi\kappa r} + T(\infty) \quad , \qquad (3.57)$$

die das gleiche 1/r-Abklingverhalten aufzeigt aber für r=0 eine Divergenz aufweist.

Ein sehr wichtiger Aspekt der durch Gleichung (3.56) und (3.57) gegebenen Lösungen ist die Unabhängigkeit des funktionalen Verlaufs des Temperaturprofils von den Materialparametern des Substrats. Die Wärmeleitfähigkeit $\kappa$ des Substrats bestimmt bei vorgegebener Leistung p des Elektronenstrahls nur den Absolutwert der Temperaturerhöhung. Da die Temperaturverteilung in dem auf das Substrat aufgedampften dünnen supraleitenden Film derjenigen des Substrats entspricht, bestimmt die Breite des Temperaturprofils im Substrat das Auflösungsvermögen, mit dem räumliche Strukturen in dem supraleitenden Film beobachtet werden können. Es muß deshalb versucht werden, das Temperaturprofil möglichst schmal und hoch zu machen. Fig. 3.4 zeigt, daß dies für eine konstante Elektronenstrahlleistung durch eine Verkleinerung des Dissipationsvolumens erreicht werden kann. Experimentell kann das Dissipationsvolumen durch folgende Maßnahmen verkleinert werden:

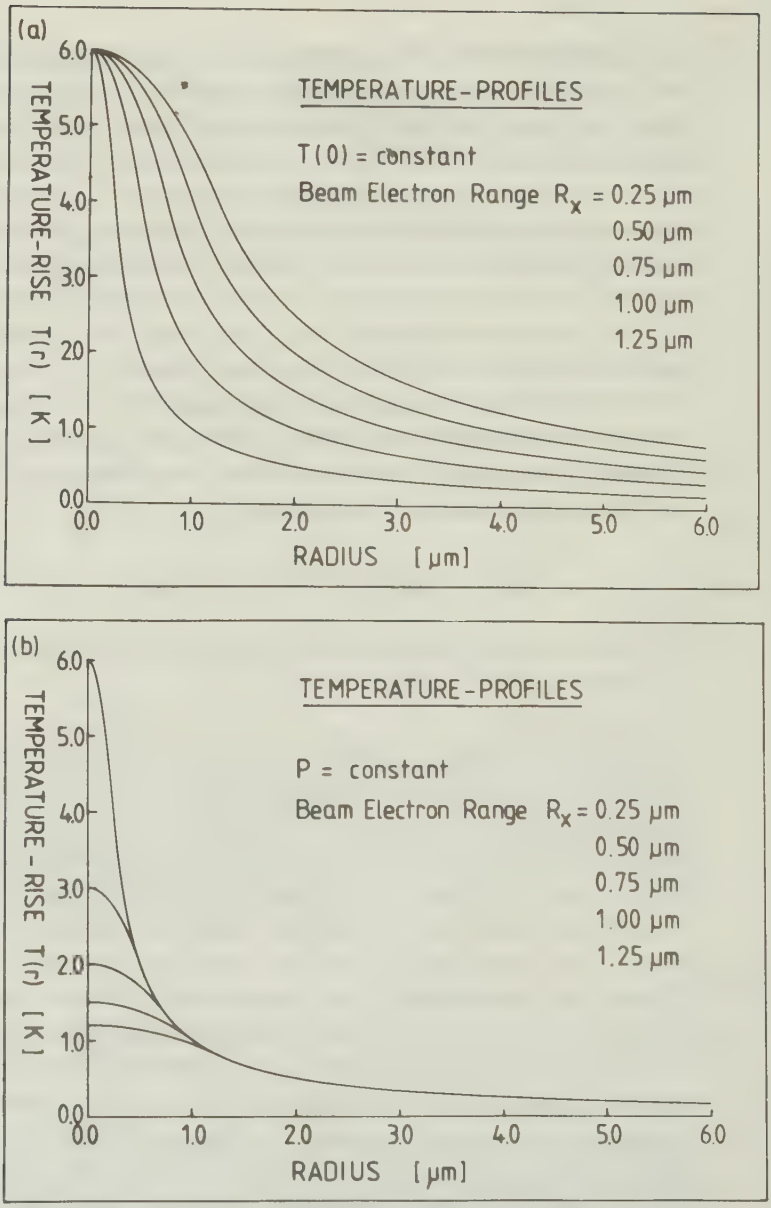



Fig. 3.4: Nach Gleichung 3.56a und b berechnete Temperaturprofile für konstante Oberflächentemperatur (a) und konstante Elektronenstrahlleistung (b) für verschiedene mittlere Reichweiten $R_x$ der Strahlelektronen. Verwendete Parameter:
(a): $\kappa$ = 2W/cmK, p = 5 x $10^{-7}$ - 2.5 x $10^{-4}$ Watt
(b): $\kappa$ = 2W/cmK, p = 5 x $10^{-5}$ Watt

- Verwendung von Substratmaterialien mit geringer Reichweite $R_x$ der Strahlelektronen

- Reduzierung der Reichweite der Strahlelektronen durch niedrigere Beschleunigungsspannungen.

Um einen Wert für die Größenordnung der durch die Elektronenbestrahlung erzeugten Temperaturerhöhung in den Substraten zu geben, wird im folgenden eine grobe Abschätzung der maximalen Oberflächentemperatur $T(0) = 3p/2\pi\kappa R + T(\infty)$ gemacht. Die Strahlleistungen für Rasterelektronenmikroskope mit Haarnadelkathoden liegen typischerweise zwischen $1 \times 10^{-3}$ und $1 \times 10^{-8}$ Watt. Bei der Abschätzung wird der reflektierte Anteil der Elektronenstrahlleistung vernachlässigt, d.h. die gesamte Strahlleistung wird als im Substrat absorbiert angenommen. Die Substrattemperatur in großer Entfernung vom Bestrahlungsort ($T(\infty)$) soll 4.2 K betragen. Für Saphir und Silizium ergeben sich folgende Temperaturerhöhungen $\Delta T = T(0) - 4.2$ K:

(i) Saphir:
$\kappa = 3$ W/cmK bei 4.2 K
$R \approx 4$ µm bei 30 kV (Ref. 2.1)
$\Delta T = 4 \times 10^{-1} - 4 \times 10^{-6}$ K

(ii) Silizium:
$\kappa = 1$ W/cmK bei 4.2 K
$R \approx 3$ µm bei 30 kV (Ref. 2.1)
$\Delta T = 1.6 - 1.6 \times 10^{-5}$ K

Die Abschätzung zeigt, daß die maximal erreichbaren Temperaturerhöhungen relativ klein sind. Die Ursache dafür ist hautpsächlich die sehr gute Wärmeleitfähigkeit $\kappa$ von Silizium und Saphir bei 4.2 K. Dies trifft aber auch für andere Materialien wie Germanium oder Quarz zu. Es muß hier noch erwähnt werden, daß die Wärmeleitfähigkeit $\kappa$ im Temperaturbereich bis etwa 40 K eine sehr starke Temperaturabhängigkeit besitzt. Bei der Ableitung der räumlichen Temperaturverteilung wurde $\kappa$ als Konstante angenommen. Diese Annahme kann also nur dann gemacht werden, wenn die auftretenden

Temperaturerhöhungen klein sind. Die obige Abschätzung zeigt aber, daß dies tatsächlich der Fall ist.Eine Berechnung des Temperaturprofils mit temperaturabhängigem $\kappa$ ist in Ref. 3.18 zu finden.

(b) Punktförmige, zeitlich oszillierende Elektronenbestrahlung:

Bei Annahme eines verschwindenden Dissipationsvolumens ergibt sich für eine periodische mit der Frequenz $\omega$ modulierte Elektronenbestrahlung folgende Temperaturverteilung im Substrat [3.12]:

$$T(r,t) = \frac{p}{2\pi\kappa r} \exp\{-kr + i(\omega t - kr)\} \qquad (3.58)$$

mit

$$k = \left(\frac{\omega}{2D_T}\right)^{1/2} \qquad (3.59)$$

$D_T$ ist hierbei die thermische Diffusionskonstante. Die periodische Elektronenbestrahlung erzeugt im Substrat eine thermische Welle. Diese ist so stark gedämpft, daß sie sich nicht weiter als eine Wellenlänge $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ ausbreitet. Die Amplitude der Welle ist auf 1/e ihres Anfangswertes abgefallen, nachdem sie die Strecke $l_\omega = 1/k$ zurückgelegt hat. Die Länge $l_\omega$ wird gewöhnlich als thermische Diffusionslänge bezeichnet.

Eine wichtige Grundannahme für die hier durchgeführte Modellbetrachtung war die Gleichheit der Temperaturverteilung in dem auf das Substrat aufgebrachten dünnen Metallfilm und derjenigen an der Substratoberfläche. Das bedeutet für den Fall der periodischen Elektronenbestrahlung, daß die Temperatur im Metallfilm zeitlich der Temperaturoszillation an der Substratoberfläche folgen können muß. Die Grenzfrequenz, bis zu der dies möglich ist, kann mit Hilfe von Gleichung (3.49) abgeschätzt werden. Für sehr dünne Metallfilme und

eine gute Wärmeankopplung des Films an das Substrat erhält man Grenzfrequenzen, die im GHz-Bereich liegen.

Die durch Gleichung (3.58) gegebene Temperaturverteilung besitzt einen mit der Frequenz $\omega$ oszillierenden Anteil nur in einem Bereich der Länge $l_\omega$. Wird mit einem Lock-in Verstärker nur der $\omega$-Anteil des Antwortsignals des supraleitenden Films auf diese Temperaturoszillationen detektiert, so erhält man Informationen über Filmeigenschaften aus einem Bereich, der ebenfalls durch die thermische Diffusionslänge $l_\omega$ gegeben ist. Da $l_\omega$ proportional zu $\omega^{-1/2}$ mit steigender Modulationsfrequenz der Elektronenbestrahlung abnimmt, kann im Prinzip durch eine Erhöhung der Modulationsfrequenz der zum Signal beitragende Bereich verkleinert werden. Dies ist gleichbedeutend mit einer Verbesserung des Auflösungsvermögens bei der Untersuchung von räumlichen Strukturen in dem auf das Substrat aufgebrachten supraleitenden Film. Dieser Effekt entspricht der im Abschnitt 3.3.1c diskutierten Auflösungsverbesserung durch hochfrequente Strahlmodulation.

Die Größe der thermischen Diffusionslänge $l_\omega$ und damit die erreichbare Auflösung sind durch die thermische Diffusionskonstante $D_T$ und die Modulationsfrequenz $\omega$ bestimmt. Durch das folgende Zahlenbeispiel für Silizium soll eine Größenordnung für die Länge $l_\omega$ gegeben werden.

Silizium (T=4.2K):

| | |
|---|---|
| spezifische Wärme: | $C_v = 5 \times 10^{-2}$ J/K·mol (Debye-Näherung, T=4.2K, $\Theta$ = 645K) |
| Wärmeleitfähigkeit: | $\kappa$ = 1W/cmK Ref. [3.16] |
| Dichte: | $\rho = 2.3$ g/cm$^3$ Ref. [3.15] |

Diffusionskonstante: $D_T = \frac{\kappa}{C_v \rho} = 2.4 \times 10^4 cm^2/sec$

thermische Diffusionslänge:

$l_\omega = 280\ \mu m, \frac{\omega}{2\pi} = 10\ MHz$

$l_\omega = 8.8\ mm, \quad \frac{\omega}{2\pi} = 10\ kHz$

Thermische Diffusionslängen in der gleichen Größenordnung werden auch für andere Substratmaterialien wie Saphir oder Quarz erhalten. Das Zahlenbeispiel zeigt, daß für die Erzielung eines hohen Auflösungsvermögens durch Erhöhung der Modulationsfrequenz sehr hohe Frequenzen notwendig wären. Für den experimentell günstigen Frequenzbereich bis etwa 100 MHz wird das räumliche Abklingverhalten der Temepraturstruktur durch den frequenzunabhängigen 1/r-Faktor und nicht durch den $\exp(-r/l_\omega)$-Faktor bestimmt. Eine Auflösungsverbesserung durch periodische Strahlmodulation ist in diesem Frequenzbereich deshalb nicht möglich.

Bei Raumtemperatur (T=300K) sind die thermischen Diffusionslängen wesentlich kleiner. Sie betragen in einem Frequenzbereich von 10 kHz - 10 MHz für Metalle etwa 20 - 0.5 µm und für thermische Isolatoren etwa 5 - 0.1 µm. Dadurch können mit Hilfe von thermischen Wellen räumliche Strukturen in Festkörpern mit sehr hoher Ortsauflösung abgebildet werden. Da meist die von der thermischen Welle erzeugte akustische Welle detektiert wird, bezeichnet man dieses Untersuchungsverfahren als "akustische Raster-Elektronenmikroskopie" [2.8].

(c) Zeitliches Abklingverhalten nach Abschalten der Elektronenbestrahlung:

Für ein verschwindendes Dissipationsvolumen ist das zeitliche Abklingverhalten für eine punktförmige Störung bei r = 0 gegeben durch [3.12]:

$$T(r,t) = \frac{p}{2\pi\kappa r} \operatorname{erf}\left(\frac{r}{(4D_T t)^{1/2}}\right) \qquad (3.60)$$

Hierbei ist erf das Gauß'sche Fehlerintegral. Das zeitliche Abklingverhalten für einen festen Ort r > 0 wird durch die Diffusionskonstante $D_T$ des Substrats bestimmt. Sie kann deshalb durch Messung des zeitlichen Verlaufs des Antwortsignals eines supraleitenden Films auf die Temperaturänderung im Substrat bestimmt werden. Voraussetzung dabei ist, daß der supraleitende Metallfilm der Temperaturänderung ohne Verzögerung folgen kann.

## 3.5 Modell für massive Supraleiter

Für die Modellbetrachtung bezüglich der Elektronenbestrahlung eines massiven Supraleiters oder eines sehr dicken supraleitenden Metallfilms (siehe Fig. 3.5) können folgende Annahmen gemacht werden:

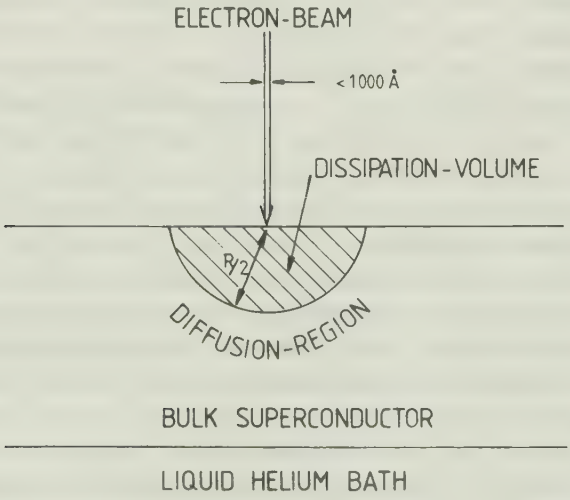



Fig. 3.5: Modellsystem zur Beschreibung der Elektronenbestrahlung eines massiven Supraleiters oder sehr dicken supraleitenden Metallfilms.

(i) Die gesamte, nichtreflektierte Strahlenergie wird in dem massiven Supraleiter bzw. dem sehr dicken supraleitenden Film deponiert und zwar homogen innerhalb einer Halbkugel mit Durchmesser R. R ist dabei gegeben durch die Eindringtiefe der Strahlelektronen.

(ii) Die Dicke des massiven Supraleiters bzw. des supraleitenden Films ist groß gegenüber der Eindringtiefe $R_x$ der Strahlelektronen und den charakteristischen Abklinglängen. Der massive Supraleiter bzw. der sehr dicke supraleitende Film kann deshalb in einem Halbraum als unendlich ausgedehnt betrachtet werden.

Prinzipiell ergibt sich für den Fall des massiven Supraleiters dasselbe radialsymmetrische Diffusionsproblem wie in Kapitel 3.4. Während bei den sehr dünnen Filmen die Diffusionsprozesse im Substrat, das meist ein elektrischer Isolator ist, entscheidend sind, müssen für den Fall des massiven Supraleiters die Diffusionsvorgänge im Supraleiter betrachtet werden. Diese Diffusionsprozesse sind den im Kapitel 3.3 beschriebenen Prozessen ähnlich. In dem halbkugelförmigen Dissipationsvolumen, das dem Thermalisationsgebiet in Fig. 3.2 entspricht, werden durch den Elektronenstrahl QT und Ph erzeugt, die aus diesem Volumen heraus in die angrenzenden ungestörten Gebiete diffundieren. Die im Dissipationsvolumen ablaufenden Prozesse entsprechen den in Kap.3.3 geschilderten Prozessen im Thermalisationsgebiet. Bei der Diffusion in die angrenzenden Gebiete muß die Diffusion des QT-und des Ph-Systems und ihre Wechselwirkung über Rekombinations-, Paarbrechnungs- und Streuprozesse betrachtet werden.

Falls die Wechselwirkung zwischen QT- und Ph-System sehr schnell zu einem thermischen Gleichgewicht zwischen den beiden Systemen führt, kann jedem Ort zu jeder Zeit eine bestimmte Temperatur zugeordnet werden. Das Diffusionsproblem kann dann mit den Differentialgleichungen 3.55a und b

und ihren Lösungen beschrieben werden. Stellt sich ein thermisches Gleichgewicht zwischen den beiden Systemen nur sehr langsam ein, so ist die Diffusion des QT- und Ph-Systems durch zwei gekoppelte Differentialgleichungen zu beschreiben. Die RT-Gleichungen aus Kap. 3.3 stellen ein solches gekoppeltes Differentialgleichungssystem zur Beschreibung der Diffusion von QT und Ph in dünnen Filmen dar.

Um die Frage zu klären, ob und wie schnell sich ein thermisches Gleichgewicht zwischen QT und Ph einstellt, müssen die Wechselwirkungsprozesse zwischen diesen genau betrachtet werden. Hierbei muß zwischen Phononen mit einer Energie $\hbar\omega < 2\Delta$ und $\hbar\omega > 2\Delta$ unterschieden werden:

(a) Wechselwirkung für Phononenenergien $\hbar\omega > 2\Delta$:

Der wahrscheinlichste Prozeß für Phononen mit einer Energie $\hbar\omega > 2\Delta$ ist die Paarbrechnung. Streuprozesse von Ph mit QT oder der Zerfall von Phononen in zwei nicht mehr zur Paarbrechung fähige Phononen durch Umklapp- oder anharmonische Prozesse sind meistens unwahrscheinlicher [3.5; 3.6]. Aufgrund der sehr kurzen Phonon-Paarbrechungszeit $\tau_B$ (siehe Tab. 3.2) beträgt die mittlere freie Weglänge der Phononen im Bezug auf die Paarbrechung $l_B = c_{Ph} \cdot \tau_B$ nur etwa 100 Å - 3000 Å je nach Material. Da diese Länge sehr kurz gegenüber der Strecke $(D_q \tau_{RT})^{1/2}$ ist, die die QT innerhalb ihrer Lebensdauer diffundieren, kann angenommen werden, daß zwei QT, die durch einen Rekombinationsprozeß verlorengegangen sind, am gleichen Ort wieder durch Paarbrechung des Rekombinationsphonons erzeugt werden. Der Beitrag der Phononen zum Diffusionsprozeß kann deshalb vernachlässigt werden. Aufgrund der Wechselwirkung über Rekombination und Paarbrechnung stellt sich sehr schnell ein thermisches Gleichgewicht zwischen QT und Ph ein, wobei das Verhältnis von QT- und Ph-Dichte durch $N_{qT}/N_{PhT} = 2\tau_{RT}/\tau_B$ gegeben ist. Bei dem in Kap. 3.3 geschilderten Modell für dünne supraleitende Filme konnte sich ein thermisches Gleichgewicht nur dann einstellen, wenn die Phonon-Entkommzeit $\tau_\gamma$ groß gegenüber der Paarbrechungszeit $\tau_B$ war. Die Phonon-Entkomm-

zeit beinhaltete dabei die Wahrscheinlichkeit für alle Prozesse außer der Paarbrechung und war im wesentlichen durch die Entkommzeit der Phononen ins Substrat gegeben. Für den Fall des massiven Supraleiters fehlt dieser Entkommprozeß völlig, so daß die Anzahl der zur Paarbrechung fähigen Phononen nur durch Zerfallsprozesse in zwei niederenergetische Phononen oder durch Streuprozesse reduziert wird. Da die charakteristischen Zeiten $\tau_{Ph\to 2Ph}$ und $\tau_{PhS}$ für diese Prozesse groß gegenüber der Paarbrechzeit $\tau_B$ sind, kann sich unabhängig vom Material immer ein thermisches Gleichgewicht zwischen den QT und den hochenergetischen Phononen einstellen.

(b) Wechselwirkung für Phononenenergien $\hbar\omega < 2\Delta$:

Für Phononen mit einer Energie $\hbar\omega < 2\Delta$ ergibt sich ein völlig anderes Bild. Da sie zur Paarbrechung nicht fähig sind, ist der einzig mögliche Wechselwirkungsprozeß mit den QT ein Streuprozeß. Da die Phonon-Streuzeit $\tau_{PhS}$ sehr lang ist, wird die freie Weglänge dieser Phononen sehr groß und ein thermisches Gleichgewicht zwischen QT und Ph stellt sich nur sehr langsam ein. Da die QT-Dichte mit kleiner werdenden Temperaturen abnimmt, wird auch die Phonon-Streuzeit $\tau_{PhS}$ länger und zwar proportional zu $\exp(\Delta(T)/k_BT)$. Dies hat zur Folge, daß sich bei niedrigen Temperaturen die Phononen ballistisch ausbreiten können, vorausgesetzt, daß ihre freie Weglänge nicht durch andere Streumechanismen begrenzt wird. Dadurch ist es möglich, Phononenfokussierung in einkristallinen Supraleitern zu beobachten [3.13; 3.14]. Nahe der kritischen Temperatur $T_c$ wird die QT-Dichte sehr groß, wodurch die Phonon-Streuzeit $\tau_{PhS}$ kleiner wird. Für $T \to T_c$ wird deshalb die Wechselwirkung zwischen niederenergetischen Phononen und QT stärker.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die Phononen mit einer Energie $\hbar\omega > 2\Delta$ sehr stark an das QT-System gekoppelt sind, während die Phononen mit $\hbar\omega < 2\Delta$ sehr schwach oder gar nicht mit dem QT-System wechselwirken. Für die Diffusion der QT und Ph ergibt sich deshalb folgendes Bild:

- Die Diffusion der niederenergetischen Phononen ($\hbar\omega < 2\Delta$) läuft fast völlig getrennt von der Diffusion der QT und der hochenergetischen Phononen ($\hbar\omega > 2\Delta$) ab. Auch eine ballistische Ausbreitung ist möglich.

- Die QT kommen sehr rasch in ein thermisches Gleichgewicht mit den hochenergetischen Phononen ($\hbar\omega > 2\Delta$). Die Diffusion dieser beiden Komponenten wird bestimmt durch die Diffusion der QT.

Die beiden getrennt ablaufenden Diffusionsprozesse werden in folgendem für unterschiedliche Störungen durch den Elektronenstrahl näher erörtert. Es muß hier natürlich erwähnt werden, daß die getrennte Diffusion der niederenergetischen Phononen für $T \to T_c$ nicht mehr gegeben ist. In diesem Fall muß bei genauer Betrachtung der gekoppelte Diffusionsprozeß untersucht werden.

### 3.5.1 Diffusion der niederenergetischen Phononen

Für die Diffusion der Phononen mit Energien $\hbar\omega < 2\Delta$ gelten genau dieselben Gleichungen, die in Kapitel 3.4 für die Beschreibung der Diffusionsprozesse im Substrat verwendet wurden. Für $\kappa$ muß jetzt die Wärmeleitfähigkeit des Phononensystems und für p die Leistung, mit der niederenergetische Phononen erzeugt werden, benutzt werden. Natürlich dürfen die Gleichungen nur dann benutzt werden, wenn wirklich ein diffusiver Prozeß vorliegt. Dies muß von Fall zu Fall geprüft werden.

3.5.2 Diffusion der Quasiteilchen und der hochenergetischen Phononen

Bevor die Diffusion des QT-Systems für verschiedene Elektronenstrahlstörungen erörtert wird, muß geklärt werden, ob überhaupt ein diffusiver Prozeß vorliegt und wodurch die Diffusionskonstante gegeben ist. Ein diffusiver Prozeß liegt sicherlich dann vor, wenn die elastische Streuzeit $\tau_{imp}$ für die Streuprozesse der QT an Verunreinigungen klein gegenüber der QT-Rekombinationszeit $\tau_{RT}$ ist. Diese Bedingung ist immer für verunreinigte Materialien (z.B. PbIn-Legierungen) oder für sehr tiefe Temperaturen, wo $\tau_{RT}$ sehr groß wird, erfüllt. Die QT-Diffusionskonstante $D_q$ ist in diesem Fall gegeben durch $D_q = 1/3\ V_F^2 \tau_{imp}$, wobei $V_F$ die Fermigeschwindigkeit ist. Für sehr reine Materialien wird $\tau_{imp}$ groß, so daß vor allem für Temperaturen nahe der kritischen Temperatur, wo $\tau_{RT}$ sehr klein wird, die elastische Streuzeit $\tau_{imp}$ groß gegenüber der QT-Rekombinationszeit $\tau_{RT}$ werden kann. Die Streurate der QT wird deshalb von $\tau_{RT}$ dominiert. Falls man in diesem Fall überhaupt von einem diffusiven Prozeß sprechen kann, ist die Diffusionskonstante gegeben durch $D_q = 1/3\ V_F^2\ \tilde{\tau}$. Für $\tau_B \ll \tau_{RT}$ wird $\tilde{\tau} = \tau_{RT}$, für $\tau_B \geq \tau_{RT}$ ist $\tilde{\tau} < \tau_{RT}$, da jetzt in der Größe von $\tilde{\tau}$ die Tatsache berücksichtigt werden muß, daß für die Zeit $\tau_B$ die Energie der QT im Phononensystem zwischengespeichert wird und in dieser Zeit eine vernachlässigbar kleine Diffusion stattfindet. Wie bereits erwähnt wurde, bleibt die QT-Anzahl nahezu konstant, da die bei der Rekombination von QT entstehenden Phononen wieder QT durch Paarbrechung erzeugen. Die QT-Anzahl nimmt nur dann ab, wenn ein Rekombinations-Phonon keine Paarbrechung durchführt, sondern durch einen anharmonischen Prozeß in zwei Phononen zerfällt, die nicht mehr zur Paarbrechung fähig sind, bzw. durch einen Streuprozeß zu einer Energie $\hbar\omega < 2\Delta$ relaxiert. Ist die Rate für diese Prozesse durch $\tau_{Ph\to 2Ph}^{-1}$ und $\tau_{PhS}^{-1}$ gegeben, so klingt die QT-Dichte mit der Relaxationszeit $\tau = \tau_{RT}\ [(1/\tau_{Ph\to 2Ph} + 1/\tau_{PhS})\tau_B]^{-1}$ ab. Da für Temperaturen nicht allzu

nahe bei $T_c$ $\tau_{Ph\to 2Ph}$, $\tau_{PhS} >> \tau_B$ gilt, wird $\tau$ sehr groß, so daß in erster Näherung die QT-Anzahl als konstant angenommen werden kann. Mit dieser Annahme kann bei Vorliegen eines diffusiven Prozesses, die Ausbreitung der QT mit zu Gleichung 3.55 a und b analogen Differentialgleichungen beschrieben werden.

(a) Punktförmige, zeitlich konstante Elektronenbestrahlung:

Für eine punktförmige Elektronenbestrahlung bei r = 0 erhält man analog zu Gleichung 3.55a und b folgende Differentialgleichungen für die QT-Diffusion:

$$I_q = - D_q F \frac{dN_q}{dr} \qquad \text{für } R/2 < r < \infty \qquad (3.61a)$$

$$I_q \frac{r^3}{(R/2)^3} = - D_q F \frac{dN_q}{dr} \qquad \text{für } 0 < r < R/2 \qquad (3.61b)$$

Dabei ist $I_q$ die durch die Elektronenbestrahlung homogen in der Halbkugel mit Radius R/2 erzeugte QT-Anzahl pro Zeiteinheit. Als Lösung erhält man

$$N_q(r) = \frac{I_q}{2\pi D_q r} + N_q(\infty) \qquad \text{für } R/2 < r < \infty \qquad (3.62a)$$

$$N_q(r) = \frac{3I_q}{2\pi D_q r} - \frac{I_q}{4\pi D_q (R/2)^3} + N_q(\infty) \qquad \text{für } 0<r<R/2 \qquad (3.62b)$$

Für die maximale QT-Dichte an der Oberfläche bei r = 0 folgt:

$$N_q(0) = \frac{3I_q}{2\pi D_q R} + N_q(\infty) \qquad (3.63)$$

Wegen der Annahme eines endlichen Dissipationsvolumens hat die Lösung für die Quasiteilchendichte bei r = 0 keine Divergenz. Für ein verschwindendes Dissipationsvolumen erhält man die Lösung

$$N_q(r) = \frac{I_q}{2\pi D_q r} + N_q(\infty) \qquad \text{für } 0 < r < \infty \qquad (3.64)$$

die das gleiche 1/r Abklingverhalten besitzt aber wegen des verschwindenden Dissipationsvolumens bei r = 0 divergiert.

(b) Punktförmige, zeitlich oszillierende Elektronenbestrahlung

Bei Annahme eines verschwindenden QT-Generationsvolumens erhält man für eine mit der Frequenz ω modulierte Elektronenbestrahlung bei r = 0 analog zu Abschnitt 3.4b folgende Quasiteilchendichteverteilung:

$$N_q(r,t) = \frac{I_q}{2\pi D_q r} \exp\{-kr + i(\omega t - kr)\} \qquad (3.65)$$

mit

$$k = \left(\frac{\omega}{2D_q}\right)^{1/2} \qquad (3.66)$$

Die periodische Störung erzeugt in dem Supraleiter eine stark gedämpfte QT-Dichtewelle. Ein Zahlenbeispiel soll wiederum die Größenordnung der Diffusionslänge $\Lambda_\omega = 1/k$ verdeutlichen:

Für PbIn(10%) ergibt sich mit der experimentell bestimmten elastischen Streuzeit $\tau_{imp} = 5.5 \times 10^{-15}$ sec und der Fermigeschwindigkeit $V_f = 1.82 \times 10^8$ cm/sec [3.15] eine Diffusionskonstante $D_q = 61\ cm^2 sec$. Damit erhält man:

$$\Lambda_\omega = 14\ \mu m \quad \text{für} \quad \frac{\omega}{2\pi} = 10\ MHz$$

$$\Lambda_\omega = 440\ \mu m \quad \text{für} \quad \frac{\omega}{2\pi} = 10\ kHz$$

Für reine Materialien erhält man wesentlich größere Diffusionskonstanten und damit größere Diffusionslängen $\Lambda_\omega$. Völlig analog zu Abschnitt 3.4b kann daraus geschlossen werden, daß eine Verbesserung des Auflösungsvermögens bei der Untersuchung räumlicher Strukturen durch hochfrequente Strahlmodulation in dem experimentell interessanten Bereich bis etwa 100 MHz nicht möglich ist.

(c) Zeitliches Abklingverhalten nach Abschalten der Elektronenbestrahlung

Analog zu Abschnitt 3.4c ist das zeitliche und räumliche Abklingverhalten der QT-Dichte nach Abschalten einer punktförmigen Generationsrate bei r = 0 gegeben durch:

$$N_q(r,t) = \frac{I_q}{2\pi D_q r} \operatorname{erf} \frac{r}{(4D_q t)^{1/2}} \qquad (3.67)$$

Das zeitliche Abklingverhalten für einen festen Ort r > 0 wird also durch die Quasiteilchen-Diffusionskonstante $D_q$ bestimmt. Sie kann deshalb durch Messen des Abklingverhaltens bestimmt werden.

### 3.5.3 Folgerungen für experimentelle Anwendungen

Aus der Betrachtung des räumlichen und zeitlichen Abklingverhaltens des Nichtgleichgewichtszustandes in einem massiven Supraleiter bei Störung durch einen Elektronenstrahl ergeben sich einige interessante Aspekte bezüglich experimenteller Anwendungen.

(a) Räumliches Auflösungsvermögen:

Die Größe der durch eine scharf fokussierte Elektronenbestrahlung gestörten Fläche ist durch den 1/r-Abfall der QT-Dichte gegeben. Dieser 1/r Abfall ist völlig unabhängig von den Materialparametern des Supraleiters. Aus Gleichung 3.62a und b geht hervor, daß das Profil der QT-Dichte schärfer und höher gemacht werden kann, wenn das Dissipationsvolumen verkleinert wird (vergleiche Fig. 3.4). Dies kann durch eine geringere Eindringtiefe der Strahlelektronen, also durch niedrigere Beschleunigungsspannungen erreicht werden. Da für eine mit der Frequenz $\omega$ modulierte Elektronenbestrahlung die frequenzabhängige Abklinglänge $\Lambda_\omega$ in dem experimentell gut zugänglichen Frequenzbereich bis 100 MHz sehr groß ist, kann durch hochfrequente Strahlmodulation

keine wesentliche Verbesserung des Auflösungsvermögens erreicht werden.

(b) Bestimmung von charakteristischen Materialparametern

Durch Messung des räumlichen und zeitlichen Abklingverhaltens des im Supraleiter durch die Elektronenbestrahlung erzeugten Nichtgleichgewichtszustandes können wichtige Materialparameter ermittelt werden. Als Beispiel soll hier stellvertretend die Flugzeitmessung von QT- und Ph-Ausbreitung erwähnt werden. Wird ein massiver Supraleiter der Dicke d auf einer Seite mit dem Elektronenstrahl gestört, so breiten sich die erzeugtenQT und Ph durch den Supraleiter aus und können auf der anderen Seite detektiert werden (Bolometer, Tunnelkontakt). Durch Messen der Flugzeit der QT und Ph können die Diffusionskonstanten der QT und Ph bestimmt werden. Daraus ergeben sich wiederum die charakteristischen Streuzeiten. Falls sich die Phononen ballistisch ausbreiten, kann direkt die Schallgeschwindigkeit des Materials aus der Flugzeit der Phononen ermittelt werden.

## 3.6 Elektronenbestrahlung von Halbleitern

Die Rasterelektronenmikroskopie wird in jüngster Zeit auch zur Untersuchung von räumlichen Strukturen in Halbleitern bei tiefen Temperaturen eingesetzt. Um ein Verständnis für die räumlichen und zeitlichen Abklingprozesse bei der Störung eines Halbleiters durch einen Elektronenstrahl zu erhalten, müssen ähnliche Überlegungen gemacht werden wie bei der Elektronenbestrahlung von Supraleitern. Deshalb werden hier kurz die Unterschiede und Gemeinsamkeiten bei der Elektronenbestrahlung von Halbleitern und Supraleitern diskutiert.

(a) Thermalisationsgebiet

Für Supraleiter konnte gezeigt werden, daß innerhalb eines als Thermalisationsgebiet oder Dissipationsvolumen bezeichneten Bereichs die durch die Elektronenbestrahlung erzeugten hochenergetischen QT und Ph auf Energien in der Größenordnung der Energielücke relaxieren. Diese Relaxation geschieht innerhalb einer sehr kurzen Zeitspanne von $t < 10^{-12}$sec. Die Ausdehnung des gestörten Bereichs nach dieser sehr kurzen Zeit ist sehr klein und ist etwa durch die mittlere Reichweite der Strahlelektronen gegeben. Da diese klein gegenüber den charakteristischen Abklinglängen ist, können die in dem Thermalisationsgebiet ablaufenden Prozesse durch punktförmige QT- und Ph-Generationsterme beschrieben werden. Dieses Modell kann für die elektronenbestrahlung von Halbleitern voll übernommen werden. Die durch die hochenergetischen Strahlelektronen erzeugten Phononen und Ladungsträger relaxieren sehr schnell über Elektron-Elektron- und Elektron-Phonon-Wechselwirkungprozesse auf Energien in der Größenordnung des Bandabstandes. Der Endzustand nach dieser Relaxationskaskade kann wie beim Supraleiter durch punktförmige Phononen- und Ladungsträger-Generationsterme beschrieben werden. Für genaue Betrachtungen können statt punktförmiger Generationsterme auch kugelförmige oder gaußförmige Generationsprofile verwendet werden.

(b) Diffusionsgebiet

Genauso wie beim Supraleiter diffundieren auch beim Halbleiter die im Thermalisationsgebiet erzeugten Ladungsträger und Phononen in die angrenzenden ungestörten Gebiete. Bei der Beschreibung dieses Ausbreitungsprozesses müssen folgende Fragen geklärt werden:

(i) Es ist zu überprüfen, ob ein diffusiver Prozeß vorliegt. Dazu müssen die verschiedenen Streumechanismen für die Ladungsträger und Phononen in Abhängigkeit von der Temperatur und der Größe der Störung diskutiert werden. Bei

tiefen Temperaturen und geringen Ladungsträgerdichten ist zu prüfen, ob eine ballistische Ausbreitung der Phononen möglich ist.

(ii) Es muß überprüft werden, wie schnell sich lokal ein thermisches Gleichgewicht einstellt. Ist lokal ein thermisches Gleichgewicht vorhanden, so kann der Ausbreitungsprozeß der Ladungsträger und Phononen durch eine Wärmediffusionsgleichung beschrieben werden analog zu Kapitel 3.4. Stellt sich ein thermisches Gleichgewicht nur sehr langsam ein, so muß die Diffusion der Ladungsträger und Phononen durch gekoppelte Diffusionsgleichungen beschrieben werden. Dazu müssen die Kopplungsmechanismen zwischen Ladungsträgern und Phononen diskutiert werden, wie dies für Supraleiter in Kapitel 3.5 gemacht wurde. Im Gegensatz zu Supraleitern muß bei Halbleitern folgendes beachtet werden:

- Bei der Rekombination der Ladungsträger entstehen nicht wie beim Supraleitern nur Phononen. Beim Halbleiter gibt es auch strahlende Rekombination und Auger-Rekombination.
- Da die Energielücke des intrinsischen Halbleiters groß gegen die Debyeenergie ist, können die bei der Rekombination entstehenden Phononen keine Ladungsträger mehr erzeugen. Beim Supraleiter war die Paarbrechung der Rekombinationsphononen ein sehr wahrscheinlicher Prozeß.
- bei dotierten Halbleitern müssen die Störstellen und deren Dynamik berücksichtigt werden. Da die Anregungsenergie von flachen Störstellen kleiner als die Debye-Energie ist, ist eine Anregung der Störstellenniveaus durch Phononen möglich. Dieser Prozeß ist vergleichbar mit der Paarbrechung beim Supraleiter. Allerdings weicht die Dichte und die Lebensdauer der Störstellen beim Halbleiter meist stark von der Dichte und der Lebensdauer der Quasiteilchen beim Supraleiter ab.
- Die wesentlich stärkere Rekombination an der Oberfläche des Halbleiters muß berücksichtigt werden. für Supraleiter ist ein derartiger Effekt nicht bekannt.

Durch Berücksichtigung der Gegensätze und Gemeinsamkeiten zwischen Halbleitern und Supraleitern ist es möglich, die in diesem Kapitel für die Elektronenbestrahlung von Supraleitern hergeleiteten Gleichungen so umzuformen, daß sie zur Beschreibung der Störung von Halbleitern angewendet werden können. Dadurch kann einerseits das räumliche Auflösungsvermögen bei der Untersuchung von Halbleiterstrukturen abgeschätzt werden und andererseits können durch Messen des zeitlichen und räumlichen Abklingverhaltens der elektronenstrahlinduzierten Störung wichtige Halbleiterparameter mit Hilfe dieser Gleichungen abgeleitet werden.

# 4. ABBILDUNG RÄUMLICHER STRUKTUREN IN SUPRALEITENDEN TUNNELKONTAKTEN - THEORIE DER SIGNALENTSTEHUNG

Das Tunneln von einzelnen und gepaarten Elektronen zwischen zwei durch eine dünne Barriere getrennten Supraleitern ist ein Prozeß, mit dessen Hilfe wichtige Parameter von Supraleitern wie die Energielücke, die elektronische Zustandsdichte oder die Stärke der Elektron-Phonon-Wechselwirkung (Eliashberg Funktion $\alpha^2F(\omega)$) bestimmt werden können [1.6; 1.7; 4.1]. Außerdem basieren viele supraleitende Bauelemente auf den Tunnelprozessen zwischen Supraleitern. Deshalb ist ein tiefgehendes Verständnis des Tunnelns zwischen Supraleitern von größter Wichtigkeit.

Zur Beschreibung der Tunnelprozesse kann ein Transfer-Hamiltonoperator benutzt werden. Das entscheidende Element bei dieser Beschreibungsweise ist das Tunnelmatrixelement T, das Zustände auf der einen Seite der Tunnelbarriere mit denen auf der anderen Seite verknüpft. In der Vergangenheit wurde meist angenommen, daß dieses Tunnelmatrixelement unabhängig vom Impuls und der Energie der tunnelnden Elektronen ist und daß es im supraleitenden und normalleitenden Zustand den gleichen Wert besitzt. Außerdem sollte es räumlich konstant sein, d.h., die Tunnelbarriere sollte eine räumlich konstante Breite und Höhe haben. Dieser Ansatz hatte anfänglich großen Erfolg bei der Beschreibung der elektrischen Eigenschaften von Tunnelkontakten. Das Tunnelmatrixelement konnte gemäß diesem Modell direkt aus dem Tunnelwiderstand im Normalleitungszustand gewonnen werden. Für viele technologische Anwendungen wurde deshalb oft darauf abgezielt, Tunnelkontakte herzustellen, die diese idealen Bedingungen erfüllen. Nur Barrieren, die räumlich homogen waren und das Kriterium eines impuls- und energieunabhängigen Tunnelmatrixelements erfüllten, wurden als "gute Tunnelbarrieren" bezeichnet. In jüngster Zeit hat sich allerdings gezeigt, daß sich diese guten Barrieren für viele technologisch interessanten Materialien wie Niob oder Niobnitrid nicht verwirklichen lassen [4.2 - 4.4].

Viele Tunnelbarrieren weisen starke Schwankungen der Höhe und Breite der Barriere auf und besitzen lokalisierte Zustände, über die resonantes Tunneln möglich ist [1.6]. Darüber hinaus ist eine Wechselwirkung der tunnelnden Elektronen mit der Barriere über die Anregung von Oberflächenplasmonen sowie optischer und akustischer Phononen möglich. Diese Prozesse führen zu einer Impuls- und Energieabhängigkeit des Tunnelmatrixelements. Eine Ortsabhängigkeit kann hinzukommen, falls die nichtideale Barriere auch räumliche Inhomogenitäten aufweist. Zusätzliche Abweichungen vom idealen Tunnelverhalten entstehen durch Zwischenschichten zwischen Barriere und supraleitenden Elektroden (Proximity effect tunneling [1.6]) und durch Materialinhomogenitäten in den supraleitenden Elektroden.

Durch Messung der Strom-Spannungs-Charakteristiken und ihrer Ableitungen ist eine spektroskopische Untersuchung der Energie- und Impulsabhängigkeit der verschiedenen Tunnelkanäle, der Wechselwirkungsprozesse der tunnelnden Elektronen mit der Barriere und der Auswirkung von Elektrodeninhomogenitäten auf Interface-Schichten auf die Tunnelprozesse möglich [1.6;4.1]. Diese Messungen liefern aber nur eine über die ganze Tunnelkontaktfläche gemittelte Information. Da aber die zu nichtidealem Tunnelverhalten führenden Tunnelkontakteigenschaften sehr häufig inhomogen über die Tunnelkontaktfläche verteilt sind, sind die integralen Informationen teilweise wenig aussagekräftig. Deshalb ist ein ortsauflösendes Meßverfahren wie die Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie zur Klärung der räumlichen Struktur der Tunnelkontakteigenschaften von großem Interesse.

In Kapitel 3 wurde gezeigt, daß mit der TTREM räumliche Strukturen in supraleitenden Dünnfilmstrukturen mit einer räumlichen Auflösung von etwa 1 µm untersucht werden können. In diesem Kapitel soll geklärt werden, welche Art von Antwortsignal durch die Elektronenbestrahlung eines supraleitenden Tunnelkontakts erzeugt wird, und welche Information dieses Antwortsignal enthält in Abhängigkeit von den von außen vorgegebenen experimentellen Parametern wie Temperatur, Elektro-

nenstrahlintensität oder elektrischem Arbeitspunkt. Dadurch kann geprüft werden, welche Tunneleigenschaften räumlich aufgelöst abgebildet werden können.

## 4.1 Ursache räumlicher Strukturen in supraleitenden Tunnelkontakten

### 4.1.1 Idealer Tunnelkontakt

Bevor die Ursache räumlicher Strukturen in nichtidealen supraleitenden Tunnelkontakten diskutiert wird, soll hier kurz das Tunneln in einem idealen Tunnelkontakt beschrieben werden. Ideal soll hierbei bedeuten, daß eine räumlich homogene, durch einen rechteckförmigen Potentialwall charakterisierbare Barriere vorliegt, die zwei BCS-Supraleiter aneinander koppelt (Fig. 4.1). Wie jedem Lehrbuch der Supraleitung entnommen werden kann [1.18], lassen sich die beiden BCS-Supraleiter 1 und 2 durch makroskopische Wellenfunktionen $\psi_{1,2} = \sqrt{n_{1,2}}\, e^{i\Theta_{1,2}}$ mit den Amplituden $\sqrt{n_{1,2}}$ und den Phasen $\Theta_{1,2}$ charakterisieren, wobei $n_{1,2}$ die Dichte der Cooperpaare in den Supraleitern 1 und 2 ist. Die Zustandsdichte der Anregungen aus dem supraleitenden Grundzustand ist gegeben durch

$$N_{1,2}(E) = N_{1,2}(0)\rho_{1,2}(E) = N_{1,2}(0)\,\frac{|E|}{(E^2-\Delta_{1,2}^2)^{1/2}} \qquad (4.1)$$

Die Besetzungswahrscheinlichkeit bei der Temperatur T ist im thermischen Gleichgewicht durch eine Fermifunktion gegeben:

$$f(E) = [1 + \exp(E/k_BT)]^{-1} \qquad (4.2)$$

Hierbei ist $N_{1,2}(0)$ die Zustandsdichte des normalleitenden Metalls für eine Spinrichtung bei der Fermienergie und $\Delta_{1,2}$ die Energielücke der beiden Supraleiter. Die Energie E der Anregungen ist gegeben durch

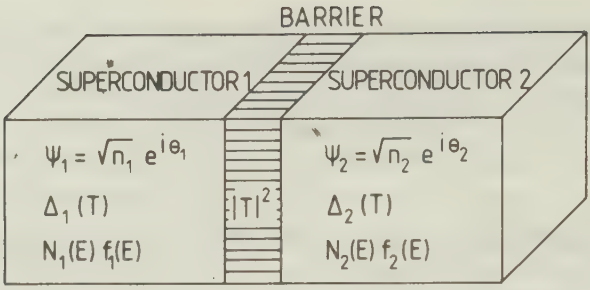



Fig. 4.1: Schematische Darstellung eines idealen Tunnelkontaktes bestehend auf zwei BCS-Supraleitern, die über eine energie- und impulsunabhängige, räumlich homogene Barriere aneinander gekoppelt sind.

$$E = (\varepsilon^2 + \Delta^2)^{1/2} \tag{4.3}$$

wobei $\varepsilon$ die kinetische Energie der Anregungen bezogen auf das Ferminiveau ist.

Unter Benutzung des Transfer-Hamiltonoperator-Formalismus ergibt sich für den in Fig. 4.1 dargestellten idealen Tunnelkontakt folgender Zusammenhang zwischen der Tunnelstromdichte J und der Spannungsdifferenz V für eine konstante Temperatur T [1.4;1.6]:

$$J(T,V,\phi) = J_q(T,V) + J_1(T,V)\sin\phi + J_2(T,V)\cos\phi \tag{4.4}$$

$\phi = \theta_1 - \theta_2$ ist hierbei die Phasendifferenz zwischen den beiden Supraleitern. Die drei Terme $J_q$, $J_1$ und $J_2$ sind gegeben durch [1.4;1.6]

$$J_q = \frac{2\pi e|T|^2 N_1(0)N_2(0)}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} [f(E-eV)-f(E)]\rho_2(E-eV)\rho_1(E)dE \tag{4.5}$$

$$J_1 = \frac{2e|T|^2 N_1(0)N_2(0)}{\hbar} P \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon \frac{\Delta_1\Delta_2[f(E_1)-f(E_2)]}{E_1E_2\,(E_1-E_2+eV)} \qquad (4.6)$$

$$J_2 = \frac{2\pi e|T|^2 N_1(0)N_2(0)}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon \frac{\Delta_1\Delta_2}{(E-eV)E} [f(E-eV)-f(E)] \qquad (4.7)$$

Hierbei soll P in (4.6) den Hauptwert des Integrals bedeuten. $J_q$ repräsentiert das Tunneln der Quasiteilchen. Der Ausdruck reduziert sich zum wohlbekannten Ausdruck für die Tunnelstromdichte zwischen Normalleitern $J_n = \sigma_n \cdot V$ für $\rho_{1,2} = 1$. Die Tunnelleitfähigkeit ist dann gegeben durch

$$\sigma_n = \frac{2\pi e|T|^2 N_1(0)N_2(0)}{\hbar} \qquad (4.8)$$

Die beiden Ausdrücke $J_1\sin\phi$ und $J_2\cos\phi$ repräsentieren das Paartunneln. Hierbei ist besonders interessant, daß das Paartunneln und das Quasiteilchentunneln in der gleichen Ordnung in $|T|^2$ sind, obwohl man erwartet, daß das Paartunneln proportional $|T|^4$ sein sollte. Die Ursache der gleichen Ordnung in $|T|^2$ für Einteilchen- und Paartunneln liegt in der Kohärenz der Anfangs- und Endzustände beim Paartunneln begründet. Diese Kohärenz wird durch eine Kopplungsenergie $\Delta E$ ebenfalls in der Ordnung $|T|^2$ stabilisiert:

$$\Delta E = -\frac{\hbar J_1(0)}{2e} \qquad (4.9)$$

Das Tunnelmatrixelement $|T|^2$ für das Paartunneln kann deshalb für den idealen Tunnelkontakt durch Messung des Normal-Tunnelwiderstands bestimmt werden.

Mit Hilfe der Ausdrücke (4.5) - (4.7) ergibt sich die in Fig. 4.2 gezeigte Strom-Spannungs-Charakteristik für den idealen Tunnelkontakt.

Für V = 0 wird $J_q = 0$ und $J_2 = 0$, somit erhält man den bekannten Ausdruck (1. Josephson-Beziehung)

$$J(T) = J_1(T)\sin\phi \qquad \text{(für V = 0)} . \qquad (4.10)$$

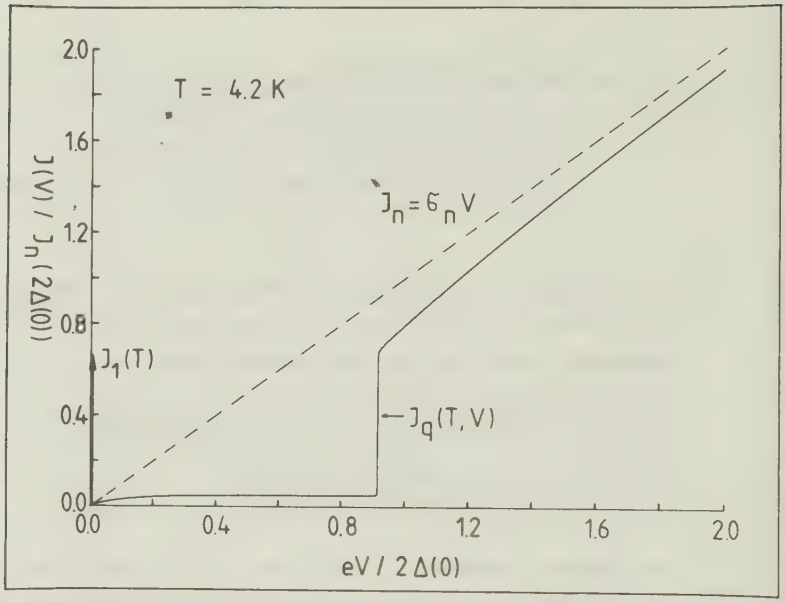



Fig. 4.2: Strom-Spannungs-Charakteristik eines idealen Tunnelkontakts. Die Stromterme wurden mit Gleichung (4.5) und (4.6) berechnet.

Für $\Delta_1 = \Delta_2$ ergibt sich folgender Ausdruck für $J_1(T)$ [1.4;1.6] (siehe Fig. 4.3a):

$$J_1(T) = \frac{\pi\Delta(T)}{2e}\,\sigma_n \tanh\frac{\Delta(T)}{2kT} \quad (\text{für } \Delta_1=\Delta_2, V=0) \qquad (4.11)$$

Für eine zeitlich konstante Spannung $V \neq 0$ oszillieren die Paarstromterme mit einer Frequenz (2. Josephson-Beziehung)

$$\omega = \frac{d\phi}{dt} = \frac{2eV}{\hbar} \qquad (4.12)$$

Ihr zeitlicher Mittelwert verschwindet deshalb und die zeitgemittelten Strom- und Spannungswerte in Fig. 4.2 sind nur durch den Quasiteilchentunnelterm $J_q$ gegeben. Für $\Delta_1 = \Delta_2$ besitzt die Quasiteilchentunnelcharakteristik für $V < 2\Delta(T)/e$ ein flaches Plateau (thermischer Tunnelbereich) und einen starken Stromanstieg bei $2\Delta(T)$. Diese wohlbekannte Form der Quasiteilchentunnelcharakteristik folgt direkt aus Gleichung

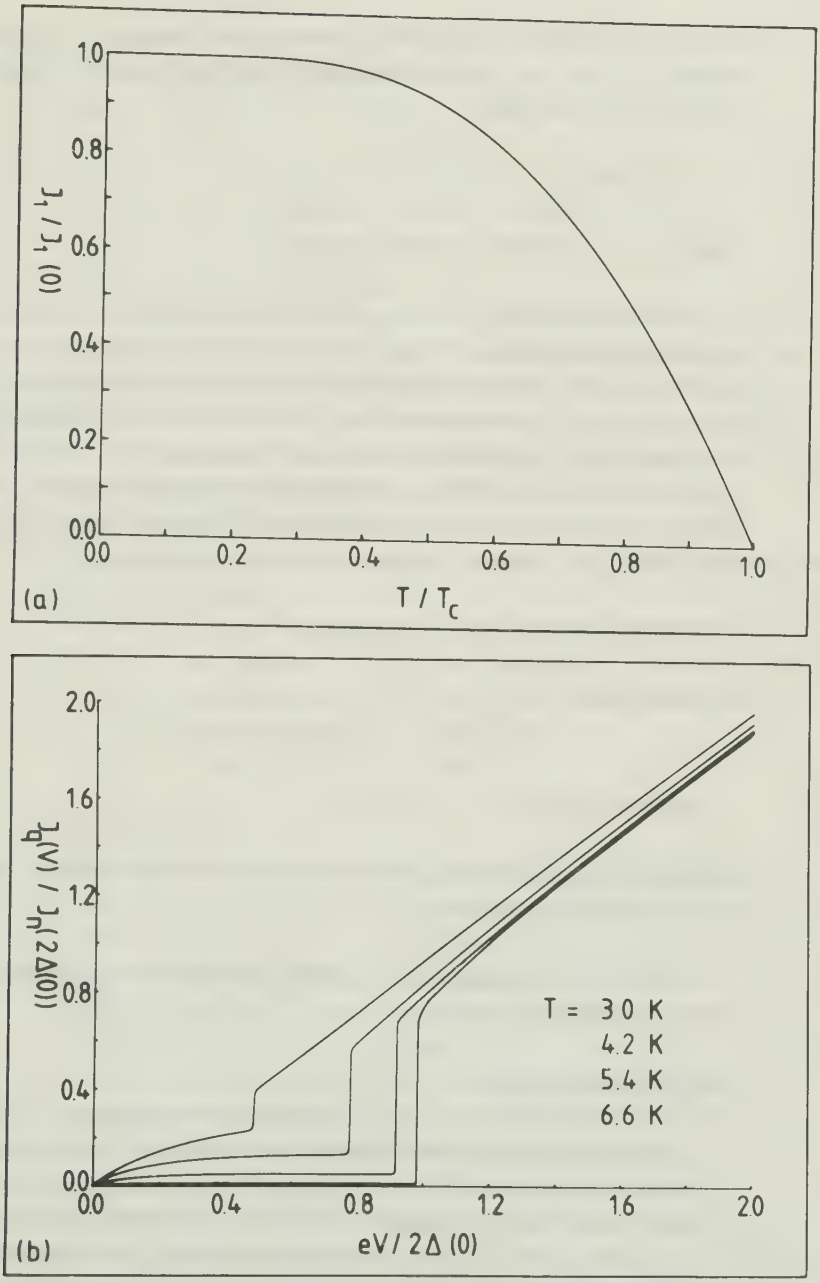



Fig. 4.3: Temperaturabhängigkeit der maximalen Paarstromdichte $J_1$ (a) und der Quasiteilchen-Tunnelstromdichte $J_q$ (b). $J_1(T)$ und $J_q(T,V)$ wurden mit Gleichung (4.5) und (4.11) berechnet.

(4.5). Die Temperaturabhängigkeiten der maximalen Paarstromdichte $J_1$ und der Quasiteilchentunnelstromdichte $J_q$ sind in Fig. 4.3 gezeigt.

### 4.1.2 Räumlich inhomogener Tunnelkontakt

Die Gleichungen (4.5) - (4.7) zeigen, daß der Tunnelstrom zwischen Supraleitern wesentlich durch das Tunnelmatrixelement sowie die Energielücke und die Zustandsdichte der supraleitenden Elektroden bestimmt wird. Außerdem hängt der Paarstrom von der Phasendifferenz zwischen den beiden Supraleitern ab. Bei räumlich inhomogenen Tunnelkontakten können diese den Tunnelstrom bestimmenden Parameter räumlich variieren, d.h., es können folgende Ortsabhängigkeiten auftreten:

- Tunnelbarriere: $|T|^2 \rightarrow |T(x,y)|^2$

- Elektroden: $\Delta_{1,2}(T) \rightarrow \Delta_{1,2}(x,y,T)$
  $N_{1,2}(E,T) \rightarrow N_{1,2}(x,y,E,T)$

- Phasendifferenz: $\phi \rightarrow \phi(x,y)$

x und y sollen hierbei die Koordinaten in der Ebene senkrecht zur Tunnelrichtung sein.

Folgende Ursachen für die oben genannten Ortsabhängigkeiten können angegeben werden:

(a) Tunnelbarriere:
Die Tunnelbarriere von supraleitenden Tunnelkontakten wird meist durch das natürliche Oxid des Metalls einer Tunnelelektrode oder durch künstlich aufgebrachte Barrieren (z.B. Halbleitermaterialien) gebildet. Eine räumliche Struktur des Tunnelmatrixelements kann verursacht werden durch

- eine räumliche Variation der Dicke oder der Stöchiometrie des Oxids (Suboxide)
- eine räumliche Variation der kristallinen Form des Oxids
- Durch Verunreinigungen, die beim Barrierenherstellungsprozeß auf die Elektrodenoberfläche gelangen.

(b) Supraleitende Elektroden:
Für den Tunnelprozeß ist nur der unmittelbar an die Barriere angrenzende Teil der Elektroden entscheidend. Die Dicke dieses Bereichs ist durch die Kohärenzlänge $\xi$ bestimmt, die für viele Supraleiter nur wenige Nanometer beträgt. Folgende Ursachen für eine räumliche Variation der Energielücke und der Zustandsdichte sind möglich:
- Inhomogenität des Elektrodenmaterials
- räumliche Variation der Stöchiometrie bei Mehrkomponenten-Supraleitern
- räumlich inhomogene Interface-Schichten zwischen Barriere und Elektroden (proximity layers)
- externe Störung (Quasiteilchen-oder Phononeninjektion, Laserbestrahlung usw.)
- räumliche Variation der Temperatur

(c) Phasendifferenz:
Der Tunnelstrom der gepaarten Elektronen wird stark von der Phasendifferenz zwischen den Supraleitern beeinflußt. Folgende Ursachen für eine räumliche Variation der Phasendifferenz sind möglich:
- Eigenfeldeffekte (Phasendifferenzänderung durch das Magnetfeld des Tunnelstroms)
- Erzeugung eines Phasendifferenzgradienten durch ein externes Magnetfeld
- Eingefrorener magnetischer Fluß

Aufgrund der räumlichen Inhomogenität der für den Tunnelprozeß wichtigen Parameter erhält man durch Messung der Strom-Spannungs-Charakteristiken nur räumliche Mittelwerte dieser

Parameter. Der lokale Wert des Tunnelmatrixelements, der Energielücke, der Zustandsdichte oder der Phasendifferenz kann nur durch eine Messung der Spannungsabhängigkeit der lokalen Tunnelstromdichte gewonnen werden. Dabei kann die Phasendifferenz nur durch eine Messung des Paarstromes erhalten werden, während die Energielücke, die Zustandsdichte und das Tunnelmatrixelement sowohl durch Messung des Paarstroms als auch des Quasiteilchen-Tunnelstroms bestimmt werden können.

Wie in Kapitel 3 gezeigt wurde, beträgt das Auflösungsvermögen der TTREM, mit deren Hilfe die lokalen Tunnelkontakteigenschaften bestimmt werden sollen, etwa 1 µm. Deshalb können räumliche Strukturen, die kleiner als diese Auflösungsgrenze sind und homogen über die ganze Tunnelkontaktfläche verteilt sind, nicht beobachtet werden. Dies dürfte vor allem für lokalisierte Zustände in der Tunnelbarriere zutreffen, die häufig eine sehr große Dichte ($n > 10^{18}/cm^3$) haben [4.2 - 4.4]. Die Messung der lokalen Tunneleigenschaften mit der räumlichen Auflösung von 1 µm stellt in diesem Fall bereits wieder eine integrale Messung dar.

## 4.2 Signalentstehung und Signalinterpretation

In Kapitel 3 wurde das räumliche und zeitliche Abklingverhalten einer durch einen Elektronenstrahl erzeugten Störung in verschiedenen Modellgeometrien diskutiert. Supraleitende Tunnelkontakte bestehen gewöhnlich aus einer Sandwich-Struktur von zwei übereinanderliegenden, einige 1000 Å dicken Metallfilmen, die auf geeignete Substrate wie Silizium, Saphir oder Quarz aufgebracht werden. Von den in Kapitel 3 diskutierten Modellgeometrien kommt deshalb für die meisten Tunnelkontakte das in Abschnitt 3.2 behandelte Modell für dünne supraleitende Filme in Frage. In Kapitel 3 wurde gezeigt, welches räumliche Quasiteilchendichteprofil von einem

fokusierten Elektronenstrahl in einem supraleitenden Metallfilm erzeugt wird und wie sich dieses bei einer zeitlichen Modulation des Elektronenstrahls verhält. Die in diesem Abschnitt zu klärende Frage heißt: Welche Änderungen der elektrischen Eigenschaften eines Tunnelkontakts erzeugt die durch den Elektronenstrahl verursachte Störung und wie können diese Änderungen dazu benutzt werden, lokale Tunnelkontakteigenschaften zu bestimmen.

Die Ausdrücke (4.5) - (4.7) zeigen die Abhängigkeit des Tunnelstromes von der Energielücke $\Delta(T)$, der Zustandsdichte $N(0)\rho(E,T)$ und der Verteilungsfunktion $f(E,T)$. Durch die vom Elektronenstrahl erzeugte Überschuß-Quasiteilchen- und Phononendichte kommt es zu einer lokalen Änderung dieser Parameter und damit zu einer Änderung der Tunnelstromdichteterme $J_1$, $J_2$ und $J_q$. Um die Änderung der Tunnelstromdichte genau angeben zu können, müßte die genaue Energieverteilung der Überschußquasiteilchen- und Phononendichte bekannt sein, da nur damit die energieabhängigen Terme in (4.5) - (4.7) angegeben werden können. In Kapitel 3 wurde aber bereits darauf hingewiesen, daß die Angabe der Energieverteilung der erzeugten Quasiteilchen und Phononen äußerst schwierig ist. Deshalb wurden in Kapitel 3 die energieabhängigen Boltzmann-Gleichungen durch einfachere, energieunabhängige Raten-Gleichungen (Rothwarf-Taylor-Gleichungen) ersetzt und die Abhängigkeit der Energielücke von der Quasiteilchendichte wurde mit Gleichung (3.4) berechnet. Die in Kapitel 3 berechneten Störungsprofile sind nur Profile der Quasiteilchen-Anzahl, die Energie der einzelnen Quasiteilchen spielte keine Rolle.

Einen Ausweg aus dem Dilemma der unbekannten Energieverteilungsfunktion der Quasiteilchen und Phononen ergibt die Einführung von Näherungswerten für verschiedene Grenzfülle. Für den Fall, daß sich sehr schnell ein thermisches Gleichgewicht zwischen den Quasiteilchen und den Phononen mit einer Energie $h\omega > 2\Delta$ einstellt, kann die Verteilungsfunktion der

Quasiteilchen durch die thermische Verteilungsfunktion bei einer erhöhten Temperatur T* ersetzt werden (T*-Modell [3.4]). Rechnungen von Chàng et al. [4.5] auf der Grundlage der Boltzmann-Gleichungen haben gezeigt, daß die T*-Verteilung im Falle eines hohen Phonon-Einfangfaktors eine sehr gute Näherung darstellt. In Kapitel 3 wurde bereits diskutiert, für welche Materialien und welche Filmdicken hoher Phononeneinfang auftritt (siehe Tab. 3.2).

Für das T*-Modell gilt [3.4]

$$\left(\frac{N_q}{N_{qT}}\right)^2 = \frac{N_{ph}}{N_{phT}} = \left(\frac{T^*}{T_B}\right)^3 \frac{\int_{x_G^*}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1}}{\int_{x_G}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1}} \qquad (4.13)$$

mit $x_G^* = \frac{2\Delta(T^*)}{2k_B T^*}$ und $x_G = \frac{2\Delta(T_B)}{2k_B T_B}$ . Dabei wurde ein Debye-Modell zur Beschreibung der Dichte der Phononenzustände angenommen. Durch Gleichung (4.13) wird der Überschuß-Quasiteilchendichte $N_q$ eine erhöhte Temperatur T* zugeordnet. Die in Kapitel 3 hergeleiteten Überschuß-Quasiteilchendichte-Verteilungen können damit in Temperaturverteilungen umgewandelt werden. Die Energielücke in Abhängigkeit von $N_q$ ergibt sich dann zu $\Delta(N_q) = \Delta(T^*(N_q))$.

Für den Fall, daß das Phononensystem völlig ungestört im thermischen Gleichgewicht bei der Badtemperatur $T_B$ bleibt, kann eine $\mu^*$-Verteilungsfunktion als Näherung verwendet werden ($\mu^*$-Modell [3.46]). Der erhöhten Quasiteilchendichte wird durch das Einführen eines effektiven chemischen Potentials $\mu^*$ in der Verteilungsfunktion Rechnung getragen:

$$f(E) = [1 + \exp(E - \mu^*/k_B T_B)] \qquad (4.14)$$

$$N_q = 4N(0) \int_{\Delta}^{\infty} \rho(E) f(E) dE \qquad (4.15)$$

Die Energielücke ergibt sich unter Verwendung der $\mu^*$-Verteilungsfunktion aus der BCS-Energielückengleichung. Die Abhängig-

keit der Energielücke von der Quasiteilchendichte $N_q$ ergibt sich dann zu $\Delta(N_q) = \Delta(\mu^*(N_q))$. Das $\mu^*$-Modell ist aber nur dann anwendbar, wenn die Phonon-Entkommzeit klein gegen die Paarbrechzeit $\tau_B$ und die Rekombinationszeit $\tau_{RT}$ ist,was äußerst selten der Fall ist (siehe Tab. 3.2).

Bei den in dieser Arbeit untersuchten Tunnelkontakten aus Blei-Legierungen kann mit sehr guter Näherung eine T*-Verteilung angenommen werden, da hier der Phonon-Einfangfaktor immer sehr hoch ist. Deshalb wird bei den in diesem Kapitel gemachten Überlegungen zur Änderung des Tunnelstroms durch die Elektronenbestrahlung immer eine T*-Verteilung der Quasiteilchen benutzt. Auf die anderen Fälle wird nur am Rande eingegangen. Allgemein kann gesagt werden, daß quantitative Aussagen über die elektronenstrahlinduzierte Tunnelstromänderung nur für die Grenzfälle einer $\mu^*$- oder T*-Verteilung gemacht werden können. Für zwischen diesen Grenzfällen liegende Verteilungsfunktionen ergeben sich qualitativ ähnliche Ergebnisse, quantitative Aussagen lassen sich aber nur mit sehr hohem Aufwand erzielen.

Die Dicke der Elektroden der supraleitenden Tunnelkontakte ist gewöhnlich einige 1000 Å. Die Eindringtiefe des Elektronenstrahls für eine typische Beschleunigungsspannung V = 26 kV, bei der die meisten Messungen gemacht wurden, ist für Blei-Legierungen etwa 1 µm (siehe Tabl 3.1). Daraus ergibt sich, daß die Eindringtiefe des Elektronenstrahls etwa gleich der Gesamtschichtdicke der beiden Elektroden des Tunnelkontakts ist. Deshalb wird im folgenden angenommen, daß beide supraleitende Elektroden gleich gestört werden. Dies ist ein entscheidender Unterschied zur Untersuchung von Tunnelkontakten mit Hilfe eines fokusierten Laserstrahls [4.6 - 4.10]. Da die Eindringtiefe des Lasers nur wenige 100 Å beträgt, wird fast immer nur eine Elektrode des Tunnelkontaktes gestört. Die in diesem Abschnitt diskutierte Theorie der Signalentstehung ist aber durch eine einfache Änderung der Gleichungen für den Fall der Störung nur einer Elektrode auch für das Laser-Scanning Verfahren gültig.

In Fig. 4.4 ist gezeigt, was sich an der Strom-Spannungs-Charakteristik eines idealen Tunnelkontaktes ändert, wenn der Tunnelkontakt räumlich homogen durch Elektronenbestrahlung gestört wird.

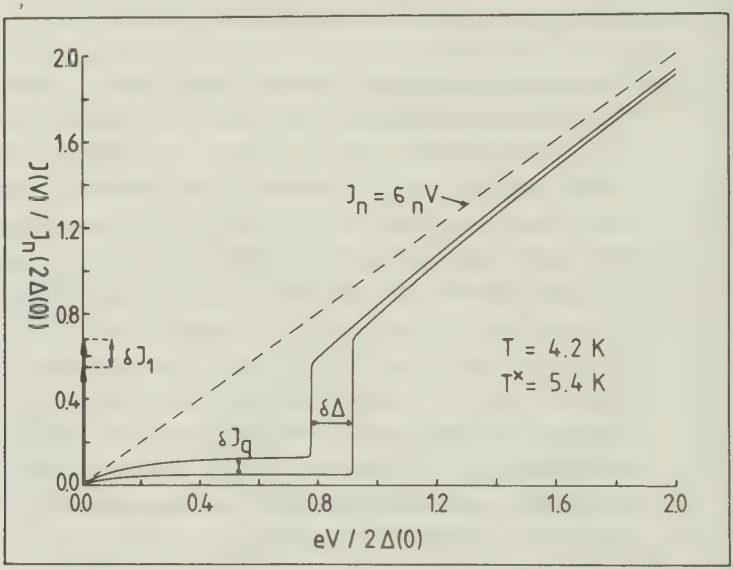



Fig. 4.4: Änderung der Strom-Spannungs-Charakteristik eines idealen Tunnelkontaktes durch räumlich homogene Elektronenbestrahlung. Die Energielücken der beiden Elektroden sind gleich groß gewählt.

Die durch Elektronenbestrahlung erzeugte Überschuß-Quasiteilchendichte führt innerhalb des T*-Modells zu einer Erhöhung der Temperatur und damit zu einer Verringerung der Energielücke, wodurch wiederum die Zustandsdichte geändert wird. Die Gleichungen (4.5) - (4.7) zeigen sofort, daß dies zu einer Abnahme der maximalen Josephsonstromdichte $J_1(T)$ für $V = 0$, zu einer Zunahme der Quasiteilchen-Tunnelstromdichte $J_q(V,T)$ für $V > 0$ und zu einer Verschiebung des steilen Anstiegs der Quasiteilchen-Tunnelstromdichte zu einer kleineren Spannung $2\Delta(T^*)/e$ führt. Für $V >> 2\Delta$ wird der Unterschied

zwischen der Kennlinie mit und ohne Bestrahlung verschwindend gering, da sich die Kennlinie der ohm'schen Kennlinie des normalleitenden Tunnelkontakts annähert. Aufgrund der Änderungen der Strom-Spannungs-Charakteristik in Abhängigkeit von der Spannung am Tunnelkontakt wird folgende Unterteilung gemacht:

(a) Spannungsloser Zustand: $V = 0$

(b) Thermisches Tunnelgebiet: $0 < V < \frac{2\Delta(T)}{e}$,

(c) Energielückengebiet: $V \approx \frac{2\Delta(T)}{e}$

(d) ohm'sches Gebiet. $V > \frac{2\Delta(T)}{e}$

Fig. 4.5 zeigt schematisch die Situation, wenn ein Tunnelkontakt mit einem scharf fokussierten Elektronenstrahl lokal gestört wird. In Kapitel 3 wurde gezeigt, daß die Ausdehnung des gestörten Gebiets des Tunnelkontaktes durch eine charakteristische Abklinglänge $\Lambda$ bestimmt wird, die für eine zeitlich konstante Elektronenbestrahlung durch Gleichung (3.29) und für eine zeitlich modulierte Elektronenbestrahlung durch Gleichung (3.37) gegeben ist. Die Abklinglänge hängt für konstante Modulationsfrequenz des Elektronenstrahls von den charakteristischen Materialparametern $D_q$, $\tau_{RT}$ und $\tau_B$ ab. Falls das Elektrodenmaterial homogen ist, kann die räumliche Variation dieser Parameter vernachlässigt werden. Das bedeutet, daß der fokussierte Elektronenstrahl an jedem Auftreffpunkt x, y auf dem Tunnelkontakt eine gestörte Fläche $\pi\Lambda^2$ konstanter Größe erzeugt. Wird der Elektronenstrahl über den Tunnelkontakt gerastert, so bewegt sich der gestörte Bereich ohne Verzögerung mit, da die Abklingzeit der Störung ($\tau < 10^{-6}$ sec) sehr klein gegenüber der Rastergeschwindigkeit ist (Zeit für eine Linie > 10 msec). Im Rahmen des T*-Modells ergibt sich durch die lokale Elektronenbestrahlung eine lokale Tunnelstromdichteänderung

$$\delta J(x,y,V_b,\delta\phi,\delta T) = J(x,y,V_b\phi^*,T^*) - J(x,y,V_b\phi,T_B) \qquad (4.16)$$

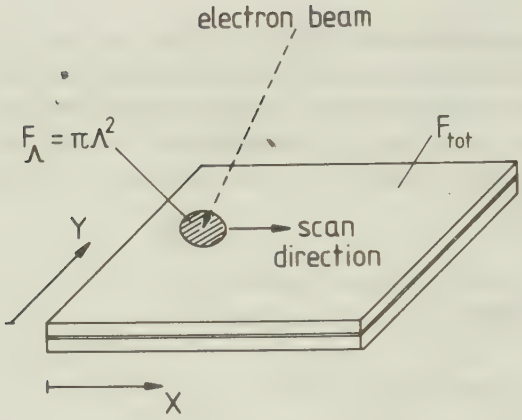



Fig. 4.5: Schematische Darstellung der Situation beim Abrastern eines Tunnelkontaktes mit einem fokussierten Elektronenstrahl.

mit

$$\delta T = T^* - T_B \tag{4.17}$$

Die Spannung $V_b$ gibt hierbei den Arbeitspunkt in der Strom-Spannungs-Charakteristik an. Außerdem wurde berücksichtigt, daß sich durch die Elektronenbestrahlung auch die Phasendifferenz zwischen den beiden Elektroden ändern kann. Nimmt man an, daß die Temperatur innerhalb der Fläche $\pi\Lambda^2$ homogen erhöht wird und außerhalb dieser Fläche der Badtemperatur $T_B$ entspricht, so ergibt sich folgende Stromänderung:

$$\delta I(x,y,V_b,\delta\phi,\delta T) = \delta J(x,y,V_b,\delta\phi,\delta T).\pi\Lambda^2 \tag{4.18}$$

Für ein beliebiges, vom Elektronenstrahl erzeugtes radialsymmetrisches Temperaturprofil $\delta T(r)$ ergibt sich die Stromänderung

$$\delta I(x,y,V_b,\delta\phi) = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta J(r,V_b,\delta\phi,\delta T(r))\ 2\pi r\ dr \tag{4.19}$$

wobei r der Abstand vom Auftreffpunkt (x,y) des Elektronenstrahls sein soll.

Beim Rastern des Elektronenstrahls über den Tunnelkontakt muß diese Stromänderung kontinuierlich in Abhängigkeit von den Strahlkoordinaten x und y gemessen werden.

Die Gleichungen (4.16) - (4.18) zeigen, daß die elektronenstrahlinduzierte Stromänderung außer von den lokalen Tunneleigenschaften von den experimentell vorgegebenen Parametern wie Spannung, Badtemperatur und Temperaturerhöhung abhängt. In den Experimenten werden diese experimentellen Parameter nach Möglichkeit so gewählt, daß durch die Messung der räumlichen Verteilung der elektronenstrahlinduzierten Stromänderung gezielt die räumliche Verteilung eines Tunnelparameters wie z.B. der Phasendifferenz $\phi(x,y)$, des Tunnelmatrixelements $|T(x,y)|^2$ oder der Energielücke $\Delta(x,y)$ gewonnen werden kann. Die Stromänderung $\delta I(x,y)$ kann dabei direkt oder indirekt gemessen werden, je nachdem, ob der Tunnelkontakt spannungs- oder stromgesteuert betrieben wird. Die elektrotechnischen Ersatzschaltbilder für diese beiden experimentellen Konfigurationen sind in Fig. 4.6 gezeigt. Der Tunnelkontakt wird dabei durch zwei parallelgeschaltete Widerstände $R_{nirr}$ und $R_{irr}$ charakteisiert, die den nichtbestrahlten und den bestrahlten Teil des Tunnelkontaktes repräsentieren. Bei spannungsgesteuertem Kontakt (Fig. 4.6a) wird die durch die Elektronenbestrahlung hervorgerufene Stromänderung direkt gemessen. Bei stromgesteuertem Kontakt ist die Situation schwieriger. Da der Gesamtstrom durch den Tunnelkontakt durch die Stromquelle vorgegeben ist, erhält man aufgrund der Elektronenbestrahlung nur eine Stromumverteilung. Nimmt der Strom im bestrahlten Teil des Tunnelkontaktes durch die Elektronenbestrahlung zu, so muß er im unbestrahlten Teil abnehmen und umgekehrt. Dies führt zu einer Änderung des Spannungsabfalls über dem Tunnelkontakt. Da die gestörte Fläche $\pi\Lambda^2$ meist sehr klein gegenüber der Gesamtfläche $F_{tot}$ des Tunnelkontaktes ist, gelten folgende Näherungen

$$R_{nirr} \ll R_{irr}$$
$$R_{nirr} \approx R_{tot} \qquad (4.20)$$

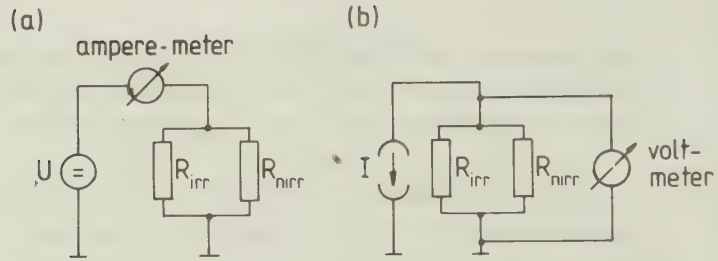



Fig. 4.6: Ersatzschaltbilder für einen lokal gestörten Tunnelkontakt bei Spannungs- (a) und Stromsteuerung (b). Der bestrahlte und nichtbestrahlte Teil des Tunnelkontaktes wird durch die Widerstände $R_{irr}$ und $R_{nirr}$ charakterisiert.

Damit ergibt sich die durch die Elektronenbestrahlung erzeugte Spannungsänderung zu

$$\delta V(x,y,V_b,\delta T) = - R_{tot}(V_b).\delta I(x,y,V_b,\delta T) \qquad (4.21)$$

Der spannungsabhängige Widerstand $R_{tot}(V_b)$ des Gesamtkontaktes kann direkt der Strom-Spannungs-Kennlinie des Kontaktes entnommen werden. Da dieser für einen festen Arbeitspunkt konstant ist, stellt die Messung der elektronenstrahlinduzierten Spannungsänderung nur eine indirekte Messung der Stromänderung dar. Der experimentelle Meßaufbau zur Bestimmung von $\delta I(x,y)$ und $\delta V(x,y)$ ist in Kapitel 6 beschrieben.

Nachfolgend soll gezeigt werden, welche lokalen Tunnelparameter unter welchen experimentellen Voraussetzungen gemessen werden können. Da in dieser Arbeit experimentell ausschließlich Tunnelkontakte untersucht wurden, deren Elektroden die gleiche Energielücke besaßen, werden die folgenden Betrachtungen ebenfalls nur für den Fall $\Delta_1 = \Delta_2$ gemacht. Die erhaltenen Ergebnisse gelten prinzipiell auch für den Fall $\Delta_1 \neq \Delta_2$. Die im folgenden erhaltenen Gleichungen können für diesen Fall auf einfache Weise modifiziert werden.

4.2.1 Spannungsloser Zustand

Für V = 0 gilt $J_q = 0$ und $J_2 = 0$. Deshalb kann in diesem Fall nur die elektronenstrahlinduzierte Änderung des Paarstroms $J_1 \sin\phi$ gemessen werden. Gleichung(4.11) zeigt, daß der maximale Paarstrom $J_1$ von der Energielücke und von der Tunnelleitfähigkeit abhängt. Da experimentell nicht $J_1$ sondern $J_1 \sin\phi$ gemessen wird, kann eine räumliche Variation der Paartunnelstromdichte außer durch eine Variation der Energielücke und der Tunnelleitfähigkeit auch durch eine räumliche Variation der Phasendifferenz verursacht werden. Um eine eindeutige Zuordnung zwischen der räumlichen Variation der Paartunnelstromdichte und einer der drei Ursachen machen zu können, muß sichergestellt sein, daß die beiden anderen Ursachen keine räumliche Variation besitzen. Dadurch ergeben sich folgende 3 Fälle:

(a) Messung der räumlichen Verteilung der Tunnelleitfähigkeit $\sigma_n(x,y)$ ($\phi(x,y)$ = konstant und $\Delta(x,y)$ = konstant):

Die Annahme $\phi(x,y)$ = konstant ist gerechtfertigt für Tunnelkontakte, deren räumliche Abmessungen klein im Vergleich zur Josephson-Eindringtiefe $\lambda_J$ sind [1.4]. Außerdem darf kein externes Magnetfeld vorhanden sein, das zu einer räumlichen Variation der Phasendifferenz führt. Die zweite Annahme, $\Delta(x,y)$ = konstant, ist für die meisten Tunnelkontakte, deren Elektroden aus Blei, Indium, Zinn oder Aluminium bestehen, gültig, da hier die räumliche Homogenität der Energielücke in dem an die Tunnelbarriere angrenzenden Bereich mit der Dicke der Kohärenzlänge sehr gut ist. Dies kann direkt an der geringen Breite des Anstiegs der Quasiteilchentunnelstromdichte bei $V = 2\Delta(T)/e$ abgelesen werden. Für Materialien mit sehr geringen Kohärenzlängen wie NbN oder $Nb_3Ge$ ist die zweite Annahme oft nicht erfüllt.

Sind die beiden obigen Annahmen erfüllt, so folgt innerhalb des T*-Modells aus Gleichung (4.11) für die elektronenstrahlinduzierte Änderung der maximalen Paarstromdichte $J_1$:

$$\delta J_1(x,y,\delta T) = \frac{\pi\Delta(0)\sigma_n(x,y)}{2e}\left[\frac{\Delta(T_B)}{\Delta(0)}\tanh\left(\frac{\Delta(T_B)}{2k_BT_B}\right) - \frac{\Delta(T^*)}{\Delta(0)}\tanh\left(\frac{\Delta(T_B)}{2k_BT^*}\right)\right] \qquad (4.22)$$

Hierbei ist $\delta T = T^* - T_B$ die vom Elektronenstrahl erzeugte lokale Temperaturerhöhung. Da diese mit sehr guter Näherung als konstant über den ganzen Tunnelkontakt angenommen werden kann, ist der Klammerausdruck in obiger Gleichung unabhängig vom Strahlort. Dadurch erhält man

$$\delta J_1(x,y) \sim \frac{\pi\Delta(0)}{2e}\,\sigma_n(x,y) \sim J_1(0) \qquad (4.23)$$

$$\text{für } \phi(x,y),\ \Delta(x,y) = \text{konstant}$$

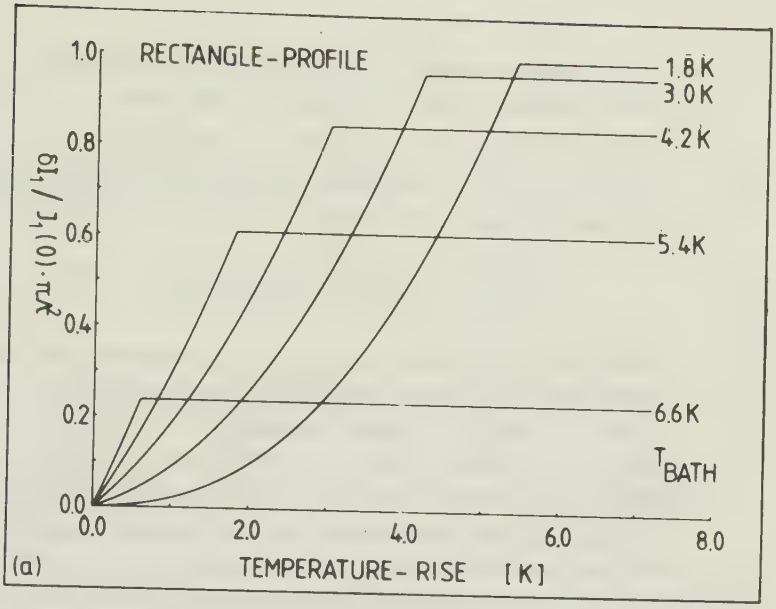
Die durch die lokale Elektronenbestrahlung hervorgerufene Änderung der maximalen Paartunnelstromdichte ist also proportional zur lokalen Tunnelleitfähigkeit und damit zum Tunnelmatrixelement $|T(x,y)|^2$. Durch Messung von $\delta J_1(x,y)$ kann also die räumliche Verteilung von $|T(x,y)|^2$ bestimmt werden.

Nimmt man an, daß die vom Elektronenstrahl erzeugte Temperaturerhöhung homogen innerhalb der Fläche $F_\Lambda = \pi\Lambda^2$ ist, beträgt die erzeugte Änderung des maximalen Paarstromes

$$\delta I_1(x,y,\delta T) = \delta J_1(x,y,\delta T)\ .\ \pi\Lambda^2 \qquad (4.24)$$

Die Stromänderung $\delta I_1(x,y,\delta T)$, die im Experiment gemessen wird, ist proportional zu $\delta J_1(x,y\delta T)$, da die Größe der gestörten Fläche unabhängig von der Strahlposition ist.

Der absolute Wert der Änderung des maximalen Paarstromes ist von der Größe der Temperaturerhöhung $\delta T$ abhängig. Figur 4.7 zeigt die mit Gleichung (4.19) und (4.22) berechnete Änderung des maximalen Paarstroms in Abhängigkeit von der Temperaturerhöhung für verschiedene Badtemperaturen. Dabei wurde in Fig. 4.7a ein rechteckförmiges Temperaturprofil



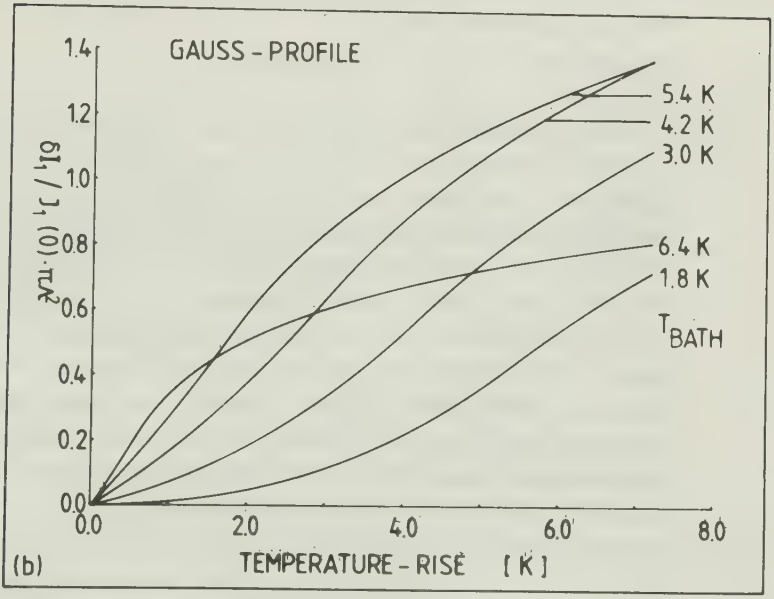




Fig. 4.7: Abhängigkeit der Änderung des maximalen Paarstroms $\delta I_1$ von der Größe der elektronenstrahlinduzierten Temperaturerhöhung $\delta T$ für verschiedene Badtemperaturen bei Annahme eines rechteckförmigen (a) bzw. gausskurvenförmigen (b) Temperaturprofils

$$\delta T(r) = T^* - T_B \qquad \text{für } 0 \leq r \leq \Lambda$$
$$\delta T(r) = 0 \qquad \text{für } r > \Lambda \qquad (4.25)$$

und in Fig. 4.7b ein wesentlich realistischeres gausskurvenförmiges Temperaturprofil

$$\delta T(r) = (T^* - T_B) \exp(-r^2/\Lambda^2) \quad \text{für } r \leq 0 \quad (4.26)$$

verwendet. Bei Annahme eines rechteckförmigen Temperaturprofils nimmt $\delta I_1$ mit größer werdender Temperaturerhöhung solange zu bis T* die kritische Temperatur $T_c$ erreicht. Bei einer weiteren Temperaturerhöhung bleibt $\delta I_1 = J_1(T_B).F_\Lambda$ konstant. Bei Annahme eines gausskurvenförmigen Temperaturprofils wächst $\delta I_1$ nach Erreichen der kritischen Temperatur im Maximum der Gausskurve weiter an, da sich die Fläche, für die $T^* > T_c$ gilt, bei weiterer Temperaturerhöhung vergrößert. Da die Stromänderung $\delta I_1$ auf $J_1 \cdot F_\Lambda$ normiert ist, sind auch Werte $\delta I_1/J_1.F_\Lambda > 1$ möglich.

Durch Messung der Abhängigkeit der Änderung $\delta I_1$ des maximalen Paarstromes von der Temperaturerhöhung für eine konstante Strahlposition kann überprüft werden, ob das angenommene guasskurvenförmige Temperaturprofil eine realistische Näherung für das tatsächliche Temperaturprofil darstellt. Falls dies der Fall ist, können durch Anpassen der theoretischen Kurven an die experimentellen Daten wichtige Aussagen über die absolute Größe der charakteristischen Abklinglänge $\Lambda$ und über die Wärmeankopplung der Metallfilme ans Substrat (Wärmeübergangskoeffizient) gemacht werden. Die experimentelle Untersuchung dieser Fragestellung wurde in einer kürzlichen Doktorarbeit von J. Bosch durchgeführt [1.17].

(b) <u>Messung der räumlichen Verteilung der Energielücke $\Delta(x,y)$ ($\phi(x,y)$ = konstant, $\sigma_n(x,y)$ = konstant):</u>

Außer der Phasendifferenz soll jetzt die Tunnelleitfähigkeit und damit das Tunnelmatrixelement keine räumliche Variation besitzen. Die räumliche Konstanz der Tunnelleitfähigkeit

kann experimentell, wie später gezeigt wird, durch eine Messung der Änderung der Quasiteilchen-Tunnelstromdichte überprüft werden. Mit den obigen Voraussetzungen ergibt sich innerhalb des T*-Modells folgende Änderung der maximalen Paartunnelstromdichte:

$$\delta J_1(x,y,\delta T) = J_1(0)\left[\frac{\Delta(T_B,x,y)}{\Delta(0,x,y)} \tanh\left(\frac{\Delta(T_B,x,y)}{2k_B T_B}\right) - \frac{\Delta(T^*,x,y)}{\Delta(0,x,y)} \tanh\left(\frac{\Delta(T^*,x,y)}{2k_B T^*}\right)\right] \qquad (4.27)$$

Ist die Temperaturerhöhung $\delta T$ so groß, daß $T^* > T_c$ wird, so ist $\Delta(T^*,x,y) = 0$ und die obige Gleichung vereinfacht sich zu

$$\delta J_1(x,y) = \frac{\pi\Delta(T_B,x,y)}{2e}\,\sigma_n.\tanh\left(\frac{\Delta(T_B,x,y)}{2k_B T_B}\right) \qquad (4.28)$$

Die vom Elektronenstrahl erzeugte Änderung des maximalen Paarstroms $\delta I_1(x,y)$ erhält man mit Hilfe von Gleichung (4.19). Da $\delta I_1(x,y)$ nur durch die räumliche Verteilung der Energielücke $\Delta(x,y)$ bestimmt wird, kann diese durch die Messung von $\delta I_1(x,y)$ experimentell bestimmt werden (siehe Ref.[1.17]). Für niedrige Badtemperaturen wird der Tangenshyperbolicus ungefähr gleich eins und man erhält:

$$\delta J_1(x,y) \sim \Delta(x,y,T_B) \qquad (4.28a)$$

für $\phi(x,y)$, $\sigma_n(x,y)$ = konstant

(c) <u>Messung der räumlichen Verteilung der Phasendifferenz $\phi(x,y)$ ($\sigma_n(x,y)$ = konstant, $\Delta(x,y)$ = konstant):</u>

In den Fällen (a) und (b) wurde bereits diskutiert, unter welchen Voraussetzungen diese Bedingungen erfüllt sind.Gelten die beiden Bedingungen, so erhält man

$$\delta J(x,y,\delta T) = \delta J_1(\delta T)\ \sin\phi(x,y) \qquad (4.29)$$

Da $\delta J_1(\delta T)$ für eine konstante Temepraturerhöhung unter den obigen Bedingungen räumlich konstant ist, folgt:

$$\delta J(x,y) \sim \sin\phi(x,y) \quad \text{für } \sigma_n(x,y),\ \Delta(x,y) = \text{konstant} \qquad (4.30)$$

Die im Experiment gemessene Größe ist wiederum die Änderung des Paarstromes $\delta I(x,y)$. Sie ist gegeben durch

$$\delta I(x,y) = \int_0^\infty \delta J_1(r,\delta T(r))\sin\phi(r)\ 2\pi r dr \qquad (4.31)$$

wobei r wiederum der Abstand vom Auftreffpunkt des Elektronenstrahls sein soll. Für $\delta T(r)$ muß ein geeignetes Temperaturprofil eingesetzt werden (Gleichung 4.25 und 4.26). Gleichung (4.31) drückt aus, daß experimentell durch Messung der elektronenstrahlinduzierten Änderung des Paarstroms nicht der exakte Verlauf von $\phi(x,y)$ bestimmt werden kann. Der experimentell erhaltene Verlauf stellt immer eine Faltung mit dem Temperaturprofil dar. Dies ist aber nur von Bedeutung, wenn die räumlichen Strukturen der Phasendifferenzfunktion in der gleichen Größenordnung wie der Durchmesser des Temperaturprofils liegen. Diese Eigenschaft besitzen natürlich alle Meßverfahren mit einer endlichen Auflösung.

Die Gleichungen (4.30) und (4.31) zeigen, daß durch eine Messung der durch die Elektronenbestrahlung erzeugten Änderung des Paarstromes die räumliche Verteilung der Phasendifferenz bestimmt werden kann. Insbesondere kann dadurch der Einfluß von externen Magnetfeldern und Magnetfeldern, die durch den Tunnelstrom selbst entstehen, auf die Phasendifferenz funktion $\phi(x,y)$ untersucht werden (siehe Ref. 1.17).

Es muß hier noch erwähnt werden, daß bei den obigen Überlegungen immer angenommen wurde, daß die Phasendifferenzfunktion $\phi(x,y)$ durch die Elektronenbestrahlung nicht geändert wird.

Dies ist aber nicht der Fall. Die lokale Elektronenbestrahlung führt jedoch zu einer globalen Änderung der Phasendifferenzfunktion des ganzen Tunnelkontaktes. Bezüglich der Diskussion dieser nichtlokalen Effekte und ihrer experimentellen Beobachtung wird auf Ref. [1.17] verwiesen.

(d) Zusammenfassung:

Für Tunnelkontakte, die groß im Vergleich zur Josephsoneindringtiefe $\lambda_J$ sind, wird die räumliche Verteilung der Paarstromdichte hauptsächlich durch die Phasendifferenzfunktion $\phi(x,y)$ bestimmt. Deshalb ist für diese Tunnelkontakte eine Bestimmung der räumlichen Verteilung der Energielücke oder der Tunnelleitfähigkeit durch Messung der elektronenstrahlinduzierten Änderung des Paarstromes nicht möglich. Für kleine Tunnelkontakte kann zwar $\sigma_n(x,y)$ und $\Delta(x,y)$ bestimmt werden, aber die Messung der Paarstromänderung hat gegenüber der Messung der Quasiteilchentunnelstromänderung, mit der ebenfalls $\sigma_n(x,y)$ und $\Delta(x,y)$ bestimmt werden kann (siehe 4.2.2 - 4.2.4), mehrere Nachteile. Da der Paarstrom sehr empfindlich auf Rauschen und externe Magnetfelder reagiert, ist der experimentelle Aufwand bei der Messung der Paarstromänderung größer. Außerdem kann wegen des Schwellwertverhaltens des Paarstromes keine Auflösungsverbesserung durch hochfrequente Modulation des Elektronenstrahls erreicht werden. Bei der Messung der Änderung des Quasiteilchen-Tunnelstromes ist dies dagegen leicht möglich. Aus diesen Gründen eignet sich die Messung der elektronenstrahlinduzierten Änderung des Paarstromes hauptsächlich zur Untersuchung der räumlichen Struktur der Phasendifferenz. Hierbei müssen jedoch auch nichtlokale Effekte berücksichtigt werden.

### 4.2.2 Thermisches Tunnelgebiet

Die Terme $J_1 \sin\phi(t)$ und $J_2 \cos\phi(t)$ oszillieren für eine zeitlich konstante Spannung V mit der Frequenz $\omega = 2eV/\hbar$. Im zeitlichen Mittel verschwinden diese Terme deshalb und die Strom-Spannungs-Charakteristik wird für $V > 0$ nur durch den Quasiteilchen-Tunnelstromdichteterm $J_q(V,T)$ bestimmt. Im Experiment wird aber, wie bereits erwähnt wurde, sowohl mit einer Spannungs- als auch mit einer Stromsteuerung operiert, d.h., es kann von außen sowohl eine zeitlich konstante Spannung als auch ein zeitlich konstanter Strom vorgegeben werden. Bei Vorgabe des Stromes durch den Tunnelkontakt stellt sich aber am Tunnelkontakt keine zeitlich konstante Spannung ein. Man erhält vielmehr eine im zeitlichen Mittel konstante Spannung, die aber auf einer kürzeren Zeitskala mehr oder weniger stark variieren kann. Durch die zeitabhängige Spannung V(t) verschwindet aber der zeitliche Mittelwert der Terme $J_1 \sin\phi(t)$ und $J_2 \cos\phi(t)$ nicht mehr notwendigerweise, da jetzt keine rein sinus- oder kosinusförmige Oszillation mehr vorliegt.

Wird ein Gleichstrom $I_{dc}$ durch den Tunnelkontakt vorgegeben, so lautet die Strombilanzgleichung

$$I_{dc} = \frac{\hbar}{2e} C \frac{d^2\phi(t)}{dt^2} + I(\phi(t)) \qquad (4.32)$$

mit

$$\phi(t) = \frac{2e}{\hbar} \int_0^t V(t')dt' \qquad (4.33)$$

Der 1. Term auf der rechten Seite der Gleichung (4.32) stellt den Verschiebungsstrom dar. C ist hierbei die geometrische Kapazität des Tunnelkontaktes. Die Funktion $I(\phi(t))$ kann aus der mikroskopischen Theorie hergeleitet werden und ist durch eine komplizierte Integrodifferentialgleichung gegeben [4.11, 1.4]. Um die zeitgemittelte Strom-Spannungs-Charakteristik im stromgesteuerten Fall zu erhalten, muß Gleichung (4.32) gelöst werden. Dies wurde von Hahlbohm et al. [4.12] in der adiabatischen Näherung, wo die Spannungsänderung

klein und ihre Frequenz klein im Vergleich zur Energielückenfrequenz $\tau_G^{-1} = \Delta/\hbar$ sein muß, und von Mc Donald et al. [4.13] für den allgemeinen Fall gemacht. Das wesentliche Ergebnis war, daß sich für den Fall $RC/\tau_G \to 1$ die Strom-Spannungs-Charakteristik für $V > 0$ derjenigen annähert, die man bei Vorgabe der Spannung am Tunnelkontakt erhält, also der reinen Quasiteilchen-Tunnelcharakteristik. Für $RC/\tau_G << 1$ treten für $V < 2\Delta/e$ höhere Stromwerte auf als man sie aufgrund des reinen Quasiteilchentunnelns erwartet. Diese Excessströme werden durch die im zeitlichen Mittel nicht verschwindenden Paarstromterme verursacht. Außerdem treten bei $V = 2\Delta/e$ und $V_n = 2\Delta/en$ $(n = 1,2,3 \ldots)$ Singularitäten auf.

Der Fall $RC/\tau_G << 1$ tritt allerdings nur bei Tunnelkontakten mit extrem hohen Tunnelstromdichten (kleines R) und für Temperaturen sehr nahe $T_c$ auf. Für Tunnelkontakte mit üblichen Tunnelstromdichten und Temperaturen nicht allzunahe bei der kritischen Temperatur kann angenommen werden, daß die Strom-Spannungs-Charakteristik für $V > 0$ durch die Quasiteilchen-Tunnelcharakteristik (Gleichung 4.5) gegeben ist. Dies wird den nun folgenden Überlegungen zugrunde gelegt.

In Kapitel 3 wurde darauf hingewiesen, daß durch die Messung des zeitlichen Verlaufs des Antwortsignals einer supraleitenden Dünnfilmstruktur nach Abschalten des Elektronenstrahls (in diesem Fall ist dies der zeitliche Verlauf der Spannung über dem Tunnelkontakt) die charakteristischen Abklingzeiten der Struktur bestimmt werden können. Das ist natürlich nur möglich, wenn diese Abklingzeiten groß gegenüber der Zeit $\tau_G$ sind. Nur dann ist gewährleistet, daß die gemessene Spannung zu jedem Zeitpunkt einen zeitlichen Mittelwert bezogen auf die zeitlichen Variationen innerhalb der kürzeren Zeitskala $\tau_G$ darstellt.

Mit der Annahme, daß die durch den Elektronenstrahl erzeugten Quasiteilchen eine T*-Verteilung besitzen und die Strom-Spannungs-Charakteristik nur durch die Quasiteilchen-

Tunnelstromdichte bestimmt wird (Gleichung 4.5), ergibt sich für einen symmetrischen Tunnelkontakt ($\Delta_1 = \Delta_2$) folgender Ausdruck für die elektronenstrahlinduzierte Änderung der Quasiteilchen-Tunnelstromdichte:

$$\delta J_q(x,y,V_b,\delta T) = \frac{\sigma_n(x,y)}{e} \{ \int_{-\infty}^{\infty} dE\rho(E+eV_b,T^*)\rho(E,T^*)[f(E,T^*)-$$

$$f(E+eV_b,T^*)]- \int_{-\infty}^{\infty} dE\rho(E+eV_b,T_B)\rho(E,T_B)[f(E,T_B)-f(E+eV_b,T_B)]\} \qquad (4.34)$$

Für eine konstante Temperaturerhöhung und einen konstanten Arbeitspunkt ($V_b$ = konstant) kann eine räumliche Variation von $\delta J_q$ nur durch eine räumliche Inhomogenität der Tunnelleitfähigkeit $\sigma_n(x,y)$ oder der Energielücke $\Delta(x,y)$, die über die Zustandsdichte implizit in (4.34) enthalten ist, verursacht werden. Analog zu 4.2.1 werden deshalb wieder die Fälle unterschieden, wo entweder $\sigma_n(x,y)$ oder $\Delta(x,y)$ räumlich konstant ist.

(a) <u>Abbildung der räumlichen Verteilung der Tunnelleitfähigkeit $\sigma_n(x,y)$ ($\Delta(x,y)$ = konstant):</u>

Die räumliche Konstanz der Energielücke kann direkt anhand der Verschmierung des Anstiegs der Quasiteilchen-Tunnelcharakteristik bei $V = 2\Delta(T)/e$ überprüft werden. Es wird sich außerdem zeigen, daß zur Abbildung von $\sigma_n(x,y)$ keine räumliche Konstanz der Energielücke erforderlich ist.

Für $\delta T$ = konstant und $\Delta(x,y)$ = konstant wird in Gleichung (4.34) der Ausdruck in den geschweiften Klammern konstant. Daudrch ergibt sich für einen festen Arbeitspunkt

$$\delta J_q(x,y) \sim \sigma_n(x,y) \qquad (4.35)$$

für $\Delta(x,y)$ = konstant

Die im Experiment gemessene Größe ist wiederum die vom Elektronenstrahl erzeugte Stromänderung $\delta I_q$ oder die dazu äquivalente, durch Gleichung (4.21) gegebene Spannungsänderung. Für ein beliebiges Temperaturprofil $\delta T(r)$ ist $\delta I_q(x,y)$ gegeben durch

$$\delta I_q(x,y) = \int_0^\infty \delta J_q(r,\delta T(r)) 2\pi r \, dr \qquad (4.36)$$

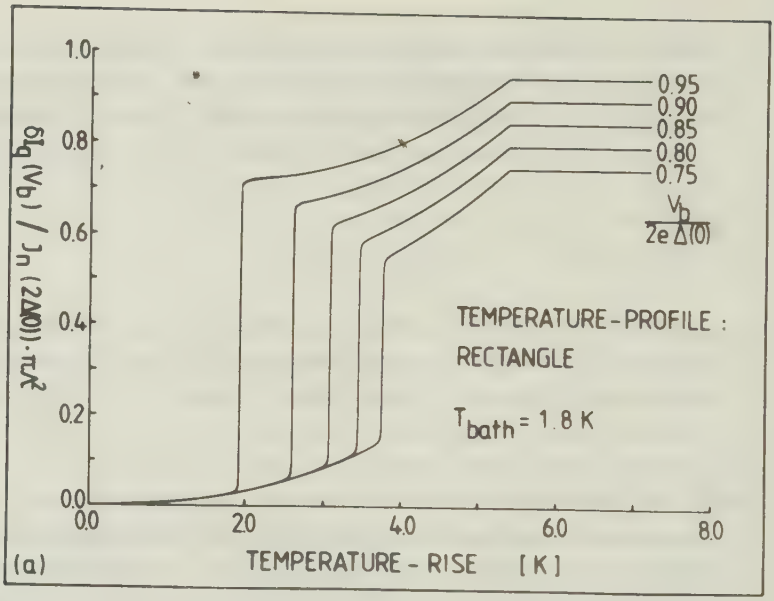
wobei r der Abstand vom Auftreffpunkt (x,y) des Elektronenstrahls ist. $\delta I_q(x,y)$ ist ebenfalls proportional zu $\sigma_n(x,y)$. Durch Messung von $\delta I_q(x,y)$ kann deshalb die räumliche Verteilung von $\sigma_n(x,y)$ bestimmt werden.

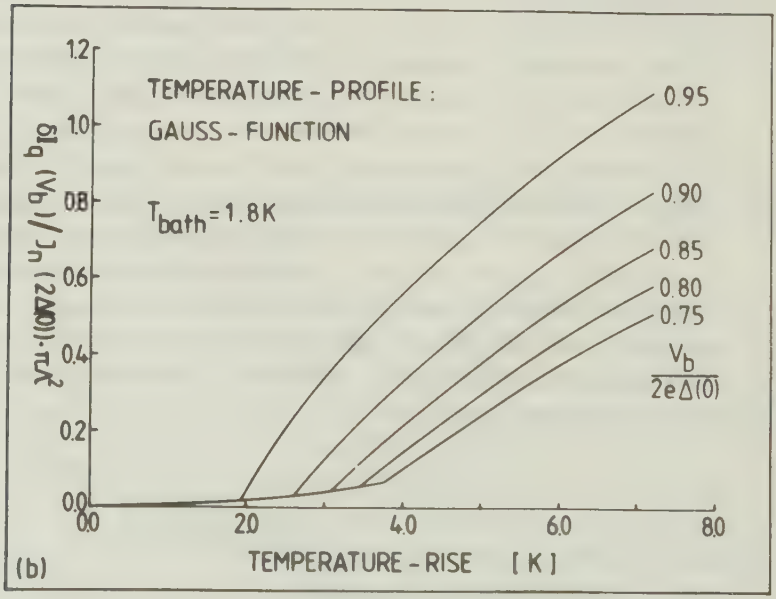
In Fig. 4.8 a - d ist die mit Gleichung (4.34) und (4.36) berechnete Änderung des Quasiteilchen-Tunnelstroms für eine feste Strahlposition in Abhängigkeit von der Temperaturerhöhung, dem Temperaturprofil, dem Arbeitspunkt und der Badtemperatur gezeigt. Für ein rechteckförmiges Temperaturprofil (Gleichung 4.25) zeigt $\delta I_q$ eine starke Zunahme bei der Temperaturerhöhung, für die $2\Delta(T^*)/e$ gleich der Arbeitsspannung $V_b$ wird. (Fig. 4.8 a und c). Je nach Größe der Arbeitsspannung $V_b$ und der Badtemperatur $T_B$ verschiebt sich dieser Sprung zu größeren oder kleineren Temperaturerhöhungen. Ist die Temperaturerhöhung so groß, daß $T^*$ größer als die kritische Temperatur $T_c$ wird, so bleibt $\delta I_q$ bei weiterer Temperaturerhöhung konstant. Der erste Integralterm in Gleichung (4.34) ergibt in diesem Fall $eV_b$ und der zweite kann gegenüber dem ersten bei Badtemperaturen nicht allzu nahe bei $T_c$ vernachlässigt werden. Dadurch ergibt sich

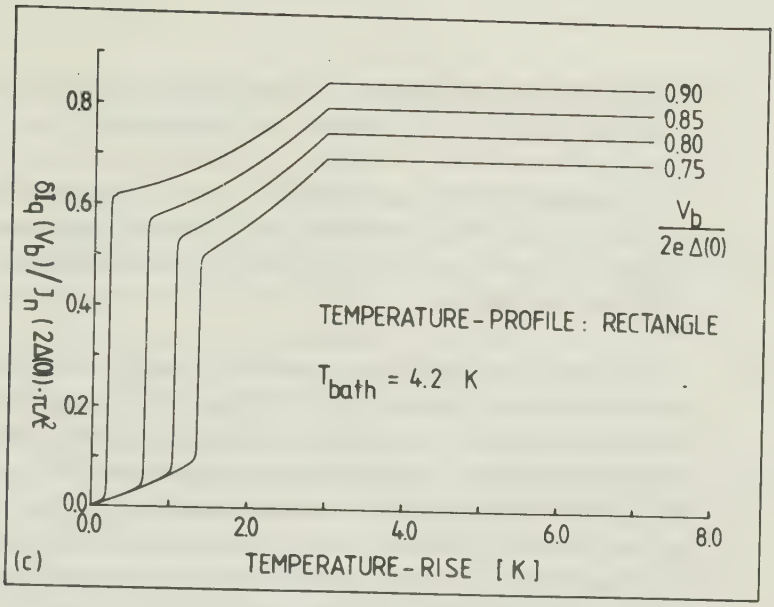
$$\delta I_q(x,y) = \sigma_n(x,y) \cdot V_b \cdot \pi\Lambda^2 \qquad (4.37)$$

$$\text{für } T^* > T_c$$

Die Gültigkeit von Gleichung (4.37) kann direkt an den ohne Näherung gerechneten Kurven in Fig. 4.8a und c abgelesen werden. Aus den Abbildungen geht hervor, daß die Näherung (4.37) umso besser ist, je tiefer die Badtemperatur ist.


1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0.0
0.0
2.0
4.0
6.0
8.0
0.95
0.90
0.85
0.80
0.75
$V_b$
$2e\Delta(0)$
TEMPERATURE-PROFILE :
RECTANGLE
$T_{bath}$ = 1.8 K
(a)
TEMPERATURE - RISE [K]


1.2
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0.0
0.0
2.0
4.0
6.0
8.0
TEMPERATURE - PROFILE :
GAUSS - FUNCTION
$T_{bath}$ = 1.8 K
0.95
0.90
0.85
0.80
0.75
$V_b$
$2e\Delta(0)$
(b)
TEMPERATURE - RISE [K]



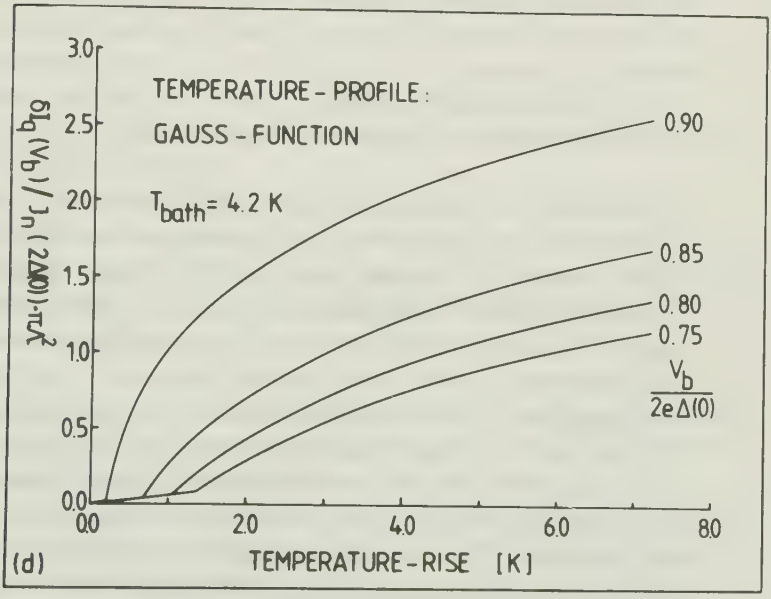




Fig. 4.8: Abhängigkeit der Änderung des Quasiteilchentunnelstroms $\delta I_q$ von der Größe der elektronenstrahlinduzierten Temperaturerhöhung $\delta T$ für verschiedene Arbeitsspannungen $V_b$. In (a) und (c) wurde ein rechteckförmiges in (b) und (d) ein gausskurvenförmiges Temperaturprofil zugrundegelegt. Die Heliumbadtemperatur ist 1.8 K ((a) und (b)) bzw. 4.2 K ((c) und (d)).

Dies liegt an der exponentiellen Abnahme des zweiten Integralterms in (4.34) mit sinkender Badtemperatur.

Gleichung (4.37) zeigt, daß durch die Messung von $\delta I_q(x,y)$ bei bekannter Arbeitsspannung $V_b$ und bekannter gestörter Fläche $\pi\Lambda^2$ der absolute Wert der lokalen Tunnelleitfähigkeit bestimmt werden kann.

Im Experiment kann außerdem durch eine Variation der Elektronenstrahlleistung $\delta I_q(\delta T)$ für eine feste Strahlposition bestimmt werden. Aus dieser Abhängigkeit kann durch einen Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen die Größe der gestörten Fläche, die Wärmeankopplung der Metallfilme an das Substrat und in gewissen Grenzen das Temperaturprofil bestimmt werden. Da ein rechteckförmiges Temperaturprofil natürlich unrealistisch ist, wurde $\delta I_q(\delta T)$ auch für ein gausskurvenförmiges Temperaturprofil berechnet (Fig. 4.8b und d). In Kapitel 7 wird gezeigt, daß die experimentelle $\delta I_q(\delta T)$-Abhängigkeit sehr gut durch die in Fig. 4.8b und d gezeigten Kurven angenähert werden kann.

Bei den bis hierher gemachten Überlegungen wurde immer die Annahme $\Delta(x,y)$ = konstant vorausgesetzt. Gleichung (4.34) und (4.37) zeigen aber, daß für große Temperaturerhöhungen $\delta J_q(x,y)$ und damit $\delta I_q(x,y)$ nur sehr wenig bzw. gar nicht von dem Wert der lokalen Energielücke abhängt. Die Temperaturerhöhung muß nur so groß sein, daß die lokale Energielücke $\Delta(x,y,T^*)/e$ klein gegen die Arbeitsspannung $V_b$ wird bzw. auf Null reduziert wird. Das bedeutet, daß mit einem Arbeitspunkt im thermischen Tunnelgebiet auch bei Vorhandensein einer räumlichen Variation der Energielücke die räumliche Verteilung der Tunnelleitfähigkeit bestimmt werden kann. Da $\sigma_n(x,y)$ nur von $|T(x,y)|^2$ und $N(0)$ abhängt, kann bei konstanter Zustandsdichte $N(0)$ direkt die räumliche Struktur des Tunnelmatrixelements und damit der Barriereneigenschaften abgebildet werden.

Eine weitere Voraussetzung zur Herleitung der Gleichungen (4.35) und (4.37) war die Annahme einer T*-Verteilung der vom Elektronenstrahl erzeugten Quasiteilchen. Aus Gleichung (4.34) geht aber hervor, daß auch für den Fall einer μ*- oder irgendeiner anderen Verteilung die Beziehung (4.35) erhalten wird, falls sich die Art der Verteilungsfunktion nicht mit der Strahlposition verändert. In diesem Fall ist der Ausdruck in geschweiften Klammern (Gleichung 4.34), unabhängig von der Art der Verteilungsfunktion, eine Konstante, wodurch sofort (4.35) folgt. Das heißt, die gemachten Annahmen einer T*-Verteilung und einer räumlichen Konstanz der Energielücke sind nicht zwingend notwendig, um die räumliche Verteilung der Tunnelleitfähigkeit abbilden zu können. Für quantitative Aussagen, wie sie z.B. in Fig. 4.8 für eine T*-Verteilung gezeigt sind, ist allerdings die Kenntnis der Verteilungsfunktion und der Energielücke notwendig.

(b) Abbildung der räumlichen Verteilung der Energielücke $\Delta(x,y)$ ($\sigma_n(x,y)$ = konstant):

Mit der Bedingung $\sigma_n(x,y)$ = konstant ergibt sich aus Gleichung (4.34), daß $\delta J_q(x,y)$ für einen festen Arbeitspunkt $V_b$ und konstante Temperaturerhöhung nur durch die räumliche Verteilung der Energielücke bestimmt wird.

Bei sehr großen Temperaturerhöhungen ($2\Delta(T^*) < eV_b$) ist die räumliche Variation von $\delta J_q(x,y)$ bzw. $\delta I_q(x,y)$ durch die inhomogene Energielücke sehr gering im Vergleich zum Absolutwert $\delta J_q(x,y)$ bzw. $\delta I_q(x,y)$. Deshalb ist die Bestimmung der Energielückenverteilung durch Messung von $\delta I_q(x,y)$ äußert schwierig, da außerdem sehr kleine Schwankungen von $\sigma_n(x,y)$ hier relativ große Änderungen von $\delta I_q(x,y)$ verursachen. Um wirklich $\Delta(x,y)$ abbilden zu können, muß deshalb die Konstanz von $\sigma_n(x,y)$ sehr gut sein, was für reale Tunnelkontakte selten der Fall ist. Für sehr kleine Temperaturerhöhungen gilt Ähnliches. Die einzige Möglichkeit,

Energielückenunterschiede mit einem Arbeitspunkt im thermischen Tunnelgebiet zu bestimmen, ist die Temperaturerhöhung $\delta T$ gerade so zu wählen, daß $2\Delta(T^*) \tilde{\approx} eV_b$ gilt. Bei Vorliegen einer räumlichen Variation der Energielücke existieren dann Gebiete, für die $2\Delta(T^*)$ größer bzw. kleiner als $eV_b$ ist. Da $J_q$ für $2\Delta(T^*) = eV_b$ scharf ansteigt, können somit Gebiete mit unterschiedlicher Energielücke unterschieden werden. Da aber im Experiment $\delta I_q$ gemessen wird und ein gaussförmiges oder ähnliches Temperaturprofil vorliegt, tritt der scharfe Anstieg von $\delta J_q$ in $\delta I_q$ sehr verschmiert auf (vergleiche Fig. 4.8). Mit einem Arbeitspunkt im thermischen Tunnelgebiet ist es deshalb sehr schwierig, die räumliche Variation der Energielücke zu messen.

### 4.2.3 Energielückengebiet

Die in 4.2.2 gemachten Überlegungen in Bezug auf die zeitlichen Mittelwerte der Paarstromterme $J_1 \sin\phi$ und $J_2 \cos\phi$ gelten auch für das Energielückengebiet. Mit der Bedingung, daß die Strom-Spannungs-Charakteristik nur durch den Quasiteilchen-Tunnelstrom bestimmt ist und der Annahme, daß die vom Elektronenstrahl erzeugten Quasiteilchen eine T*-Verteilung besitzen, ist für einen symmetrischen Tunnelkontakt ($\Delta_1 = \Delta_2$) die elektronenstrahlinduzierte Änderung der Quasiteilchen-Tunnelstromdichte auch im Energielückengebiet durch Gleichung (4.34) gegeben.

Fig. 4.9 zeigt, wie die Stromdichteänderung $\delta J_q(x,y)$ für verschiedene Badtemperaturen und Temperaturerhöhungen in einem kleinen Spannungsbereich um die Energielückenspannung $2\Delta(T_B)/e$ von der Arbeitsspannung $V_b$ abhängt. Der in Fig. 4.9 gezeigte Verlauf kann leicht mit Hilfe von Gleichung (4.34) oder mit der in Fig. 4.3b gezeigten Schar von Quasiteilchen-Tunnel-Charakteristiken verstanden werden. Für eine bestimmte Temperaturerhöhung $\delta T$ erhält man $\delta J_q(V_b, \delta T)$ durch eine

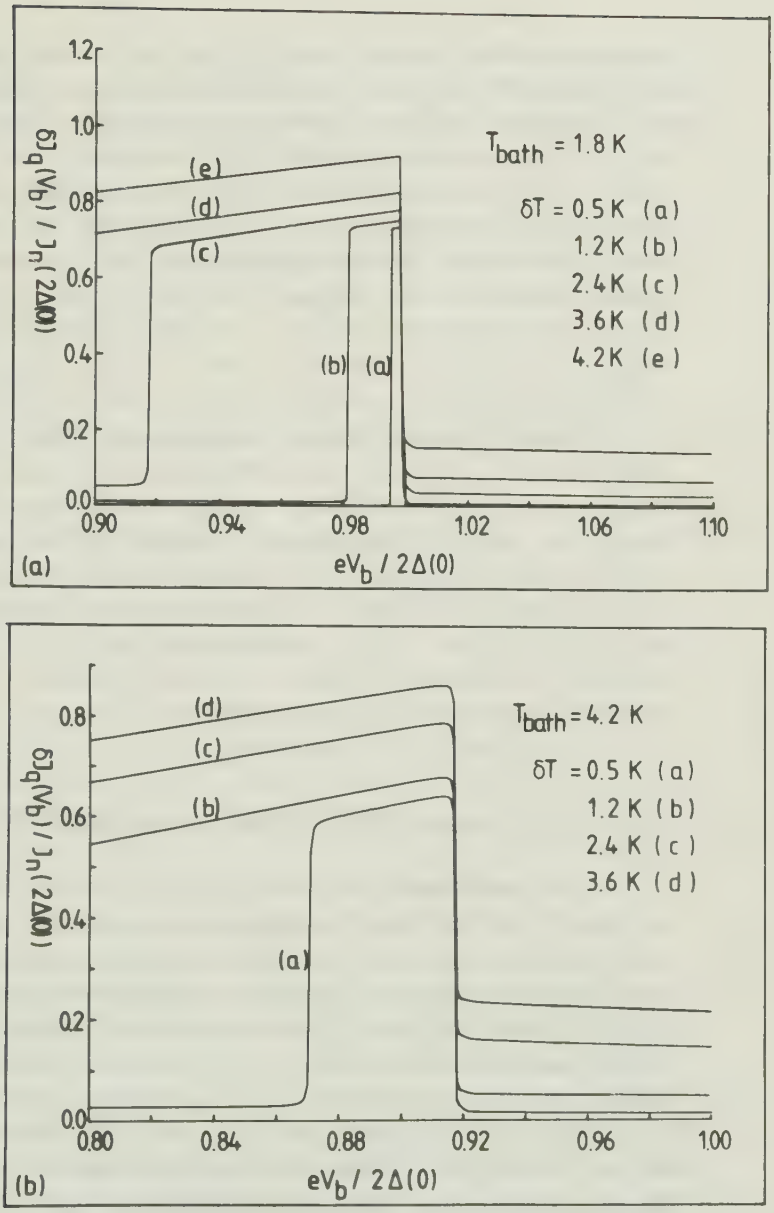



Fig. 4.9: Abhängigkeit der Änderung der Quasiteilchentunnelstromdichte $\delta J_q$ von der Arbeitsspannung $V_b$ für verschiedene elektronenstrahlinduzierte Temperaturerhöhungen. Die Badtemperatur beträgt 1.8 K (a) bzw. 4.2 K (b).

Subtraktion der beiden Charakteristiken für die Temperaturen $T_B$ und $T^* = T_B^* + \delta T$. Anhand der Kurve (c) in Fig. 4.9a soll kurz der Verlauf von $\delta J_q(V_b)$ erläutert werden. Für $eV_b < 2\Delta(T^*)$ und $2\Delta(T_B)$ ist die Differenz $J_q(T^*) - J_q(T_B)$ sehr gering, da die Integralterme in Gleichung (4.34) fast gleich groß sind. Für $eV_b < 2\Delta(T_B)$ und $eV_b > 2\Delta(T^*)$ wird $J_q(T^*)$ durch den steilen Anstieg der Quasiteilchen-Tunnelstromdichte bei $eV_b = 2\Delta(T^*)$ sehr groß, $J_q(T_B)$ dagegen bleibt klein. Dies führt zu einem steilen Anstieg von $\delta J_q(V_b)$ bei $eV_b = 2\Delta(T^*)$. Wird $eV_b > 2\Delta(T_B)$, so steigt auch $J_q(T_B)$ bei $eV_b = 2\Delta(T_B)$ steil an, was zu einem steilen Abfall von $\delta J_q(T_B)$ für diesen Spannungswert führt. Da der Anstieg von $J_q(T_B)$ für alle Temperaturerhöhungen bei $eV_b = 2\Delta(T_B)$ erfolgt, zeigen alle $\delta J_q(T_b)$-Kurven den steilen Abfall bei dieser Spannung. Der Anstieg der Kurven bei $eV_b = 2\Delta(T^*)$ verschiebt sich natürlich für größere Temperaturerhöhungen zu kleineren Spannungswerten. Der eben geschilderte Verlauf der $\delta J_q(V_b)$-Abhängigkeit ermöglicht es, den Wert der Energielücke am Auftreffpunkt des Elektronenstrahls quantitativ zu bestimmen.

(a) Quantitative Bestimmung der lokalen Energielücke:

Die im Experiment gemessene Größe ist die Stromänderung $\delta I_q(x,y,V_b,\delta T)$ im Falle eines spannungsgesteuerten Tunnelkontakts oder die zu $\delta I_q$ äquivalente Spannungsänderung $\delta V_q$, die mit Gleichung (4.21) aus $\delta I_q$ folgt. Der Zusammenhang zwischen $\delta I_q$ und $\delta J_q$ ist für ein beliebiges Temperaturprofil durch Gleichung (4.19) gegeben. Der wichtigste Aspekt der $\delta J_q(V_b)$-Kurven ist der, daß der steile Abfall aller Kurven, unabhängig von der Größe der Temperaturerhöhung, bei $eV_b = 2\Delta(T_B)$ erfolgt. Deshalb tritt dieser Abfall für ein beliebiges Temperaturprofil $\delta T(r)$ auch in der $\delta I_q(V_b)$-Abhängigkeit mit der gleichen Steilheit auf. Der Anstieg der $\delta I_q(V_b)$-Kurven bei $eV_b = 2\Delta(T^*)$ wird dagegeen durch die Faltung der $J_q(V_b)$-Abhängigkeiten mit dem Temperaturprofil verschmiert.

Der Verlauf der $\delta I_q(V_b)$-Abhängigkeit eröffnet die Möglichkeit, durch eine Messung von $\delta I_q(V_b)$ für eine feste Strahlposition (x,y) den lokalen Wert der Energielücke an dieser Stelle quantitativ zu bestimmen. Der Wert der lokalen Energielücke ist durch den Spannungswert $V_b$ bestimmt, bei dem der steile Abfall der $\delta I_q(V_b)$-Kurve erfolgt. Die Größe der lokalen Tunnelleitfähigkeit $\sigma_n(x,y)$ spielt hierbei keine Rolle. Sie bestimmt nur die Höhe des Abfalls der $\delta I_q(V_b)$-Kurve.

(b) Messung der räumlichen Verteilung der Energielücke

Für sehr große Temperaturerhöhungen $\delta T > T_c - T_B$ erhält man aus (4.34) folgenden Ausdruck:

$$\delta J_q(x,y,V_b) = \sigma_n(x,y)V_b - \int_0^{V_b} \sigma(x,y,V,T_B)dV \qquad (4.38)$$

$\sigma(x,y,V,T_B)$ ist hierbei die spannungsabhängige Tunnelleitfähigkeit am Elektronenstrahl-Auftreffpunkt. Sie kann direkt aus dem zweiten Integralterm in Gleichung (4.34) abgeleitet werden. Das entscheidende Merkmal von $\sigma(x,y,V,T_B)$ ist das scharfe Maximum bei $eV = 2\Delta(T_B)$, das durch den steilen Anstieg der Quasiteilchen-Tunnelcharakteristik bei dieser Spannung verursacht wird. Dadurch wächst das Integral in Gleichung (4.38) bei dieser Spannung stark an, was zu dem bereits diskutierten steilen Abfall von $\delta J_q(V_b)$ führt. Die experimentell meßbaren Größen $\delta I_q$ bzw. $\delta V_q$ lassen sich aus $\delta J_q$ mit den Gleichungen (4.36) und (4.20) bestimmen.

Bei Vorhandensein einer räumlichen Variation der Energielücke folgt aus Gleichung (4.38) für eine feste Arbeitsspannung $V_b$ und Badtemperaturen nicht allzu nahe bei $T_c$:

$$\begin{aligned} \delta J_q(x,y) &\cong \sigma_n(x,y)V_b \quad \text{für } 2\Delta(x,y) > eV_b \\ \delta J_q(x,y) &<< \sigma_n(x,y)V_b \quad \text{für } 2\Delta(x,y) < eV_b \end{aligned} \qquad (4.39)$$

Es ist deshalb möglich, durch Abrastern des Tunnelkontaktes und gleichzeitiges Messen von $\delta I_q(x,y)$ die räumliche Verteilung der Energielücke zu bestimmen. Gemäß Gleichung (4.39) kann aber nur festgestellt werden, ob die Energielücke an einem Ort größer oder kleiner als $eV_b$ ist. Um den genauen Wert der Energielücke an einer Stelle zu bestimmen, muß die Spannungsabhängigkeit von $\delta I_q(x,y)$ für diesen Ort gemessen werden.

Falls $\sigma_n(x,y)$ konstant ist, so ist auch $\delta J_q(x,y)$ für die Gebiete mit $\Delta(T_B) > eV_b$ und $\Delta(T_B) < eV_b$ konstant. eine räumliche Variation von $\sigma_n(x,y)$ führt zwar zu einer Schwankung von $\delta J_q(x,y)$ in den beiden Gebieten, aber der Übergang zwischen diesen bleibt bei nicht allzu großer Variation von $\sigma_n(x,y)$ klar erkennbar. Außerdem kann $\sigma_n(x,y)$ experimentell bestimmt werden (siehe 4.2.2) und als Wichtungsfaktor bei der Interpretation von $J_q(x,y)$ berücksichtigt werden.

Für sehr kleine Temperaturerhöhungen wird die erzeugte Energielückenänderung $2\delta\Delta(x,y) = 2\Delta(T_B,x,y)-2\Delta(T^*,x,y)$ ebenfalls sehr klein. Die erzeugte Änderung der Quasiteilchen-Tunnelstromdichte ist in diesem Fall näherungsweise gegeben durch:

$$\delta J_q(x,y,V_b) = \sigma(x,y,V_b) \cdot 2\delta\Delta(x,y)/e \qquad (4.40)$$

Da $\sigma(x,y,V_b)$ für $eV_b = 2\Delta(T_B)$ ein scharfes Maximum besitzt, erhält man nur für diese Spannung einen hohen Wert für $\delta J_q(x,y)$ und deshalb auch für $\delta I_q(x,y)$ bzw. $\delta V_q(x,y)$. Beim Abrastern des Tunnelkontaktes mit dem Elektronenstrahl liefern also nur Gebiete mit $2\Delta(x,y) = eV_b$ ein hohes Signal. Dadurch ist es möglich, zu prüfen, an welchen Stellen des Tunnelkontakts eine bestimmte Energielücke vorliegt. Die Spannungsauflösung, mit der dies gemacht werden kann, hängt von der Breite des Maximums von $\sigma(x,y,V_b)$ ab.

Abschließend muß hier erwähnt werden, daß die soeben beschriebenen Methoden zur Abbildung der räumlichen Struktur der Energielücke auch dann angewendet werden können, wenn die Energieverteilung der durch den Elektronenstrahl erzeugten Quasiteilchen einer $\mu^*$-Verteilung entspricht. Die Abhängigkeit der Energielücke von der Größe der Störung kann in diesem Fall mit Hilfe der BCS-Energielückengleichung aus dem effektiven chemischen Potential $\mu^*$ berechnet werden, wobei $\mu^*$ durch die Anzahl der vom Elektronenstrahl erzeugten Quasiteilchen bestimmt wird (siehe Gleichung 4.14 und 4.15). Bei der in diesem Abschnitt gemachten Argumentation muß dann nur $\Delta(T^*)$ durch $\Delta(\mu^*)$ und das Temperaturprofil durch ein $\mu^*$-Profil ersetzt werden.

Natürlich kann, falls $\Delta(x,y)$ = konstant ist, mit einem Arbeitspunkt im Energielückengebiet die räumliche Verteilung der Tunnelleitfähigkeit $\sigma_n(x,y)$ abgebildet werden. Dazu muß allerdings die räumliche Konstanz der Energielücke sehr gut sein. Deshalb ist es wesentlich einfacher, die räumliche Verteilung der Tunnelleitfähigkeit mit einem Arbeitspunkt im thermischen Tunnelgebiet zu untersuchen, wo die Anforderungen an die räumliche Konstanz der Energielücke gering sind.

### 4.2.4 Ohm'sches Gebiet

Mit den Voraussetzungen, daß die Strom-Spannungs-Charakteristik im ohm'schen Gebiet wie in Abschnitt 4.2.2 und 4.2.3 nur durch die Quasiteilchen-Tunnelstromdichte bestimmt wird und daß die vom Elektronenstrahl erzeugten Quasiteilchen eine $T^*$-Verteilung besitzen, ist für einen symmetrischen Tunnelkontakt die elektronenstrahlinduzierte Änderung der Quasiteilchen-Tunnelstromdichte $\delta J_q(x,y,V_b,\delta T)$ durch Gleichung (4.34) gegeben. Die experimentell gemessenen Größen $\delta I_q(x,y,V_b,\delta T)$ bzw. die dazu äquivalente Spannungsänderung $\delta V_q(x,y,V_b,\delta T)$ ergeben sich aus $\delta J_q(x,y,V_b,\delta T)$

mit Gleichung (4.19) und (4.21).

Für eine feste Strahlposition (x,y) ist in Fig. 4.10 die mit Hilfe von Gleichung (4.34) und (4.19) berechnete Quasiteilchen-Tunnelstromänderung $\delta I_q(x,y)$ für verschiedene Arbeitsspannungen $V_b$ und verschiedene Temperaturprofile in Abhängigkeit von der Temperaturerhöhung $\delta T$ gezeigt. Für ein rechteckförmiges Temperaturprofil (Fig. 4.10a) nimmt $\delta I_q(x,y)$ mit größer werdender Temperaturerhöhung zu, bis T* die kritische Temperatur $T_c$ erreicht, und bleibt dann konstant. Die maximal erreichbare Quasiteilchen-Tunnelstromänderung wird mit wachsender Arbeitsspannung $V_b$ kleiner und strebt für $eV_b >> 2\Delta(0)$ gegen Null. Bei Annahme eines gausskurvenförmigen Temperaturprofils (Fig. 4.10b) erhält man qualitativ dasselbe Ergebnis, der scharfe Knick der $\delta I_q(\delta T)$-Kurve bei $\delta T = T_c - T_B$ wird natürlich abgerundet. Durch Variation der Elektronenstrahlleistung kann die $\delta I_q(\delta T)$-Abhängigkeit experimentell bestimmt werden und mit den theoretischen Vorhersagen verglichen werden. Dadurch sind Aussagen über die charakteristische Abklinglänge $\Lambda$ und die Wärmeankopplung der Metallfilme an das Substrat möglich.

Da $\delta J_q(x,y,V_b,\delta T)$ durch Gleichung (4.34) gegeben ist, kann eine räumliche Variation von $\delta J_q$ sowohl durch eine räumliche Struktur der Tunnelleitfähigkeit $\sigma_n(x,y)$ als auch der Energielücke $\Delta(x,y)$ verursacht werden. Es werden deshalb folgende Fälle unterschieden:

(a) <u>Abbildung der räumlichen Verteilung der Tunnelleitfähigkeit $\sigma_n(x,y)$ ($\Delta(x,y)$ = konstant):</u>

Für $\Delta(x,y)$ = konstant wird der Ausdruck in geschweiften Klammern in Gleichung (4.34) für eine feste Arbeitsspannung $V_b$ und feste Temperaturerhöhung $\delta T$ ortsunabhängig. Man erhält somit

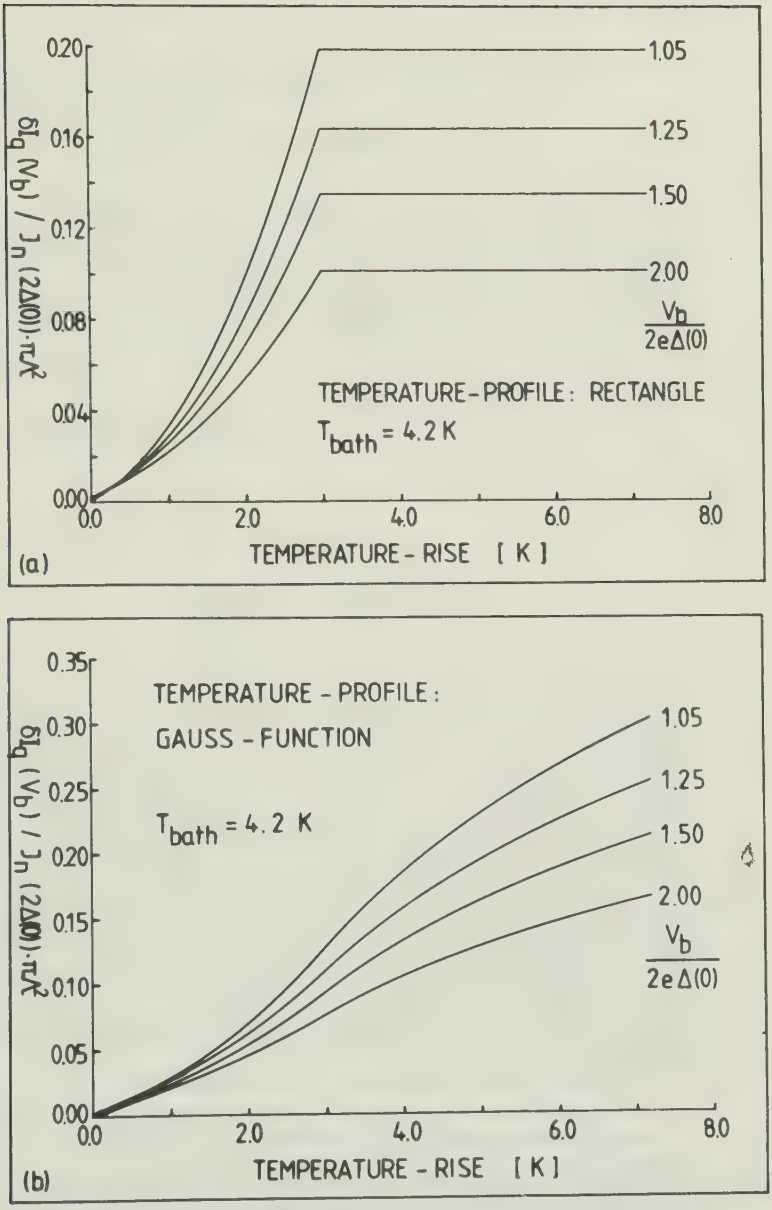



Fig. 4.10: Abhängigkeit der Änderung des Quasiteilchentunnelstroms $\delta I_q$ von der Größe der elektronenstrahlinduzierten Temperaturerhöhung $\delta T$ für verschiedene Arbeitsspannungen im ohm'schen Gebiet. In (a) wurde ein rechteckförmiges, in (b) ein gausskurvenförmiges Temperaturprofil zugrunde gelegt.

$$\delta J_q(x,y) \sim \sigma_n(x,y) \qquad (4.41)$$

für $\Delta(x,y)$ = konstant

Dadurch werden auch die experimentall gemessenen Größen $\delta I_q(x,y)$ bzw. $\delta V_q(x,y)$ proportional zu $\sigma_n(x,y)$. Durch Abrastern der Tunnelkontaktfläche mit dem Elektronenstrahl und gleichzeitiger Messung von $\delta I_q$ bzw. $\delta V_q$ kann deshalb die räumliche Verteilung von $\sigma_n(x,y)$ abgebildet werden.

Für sehr große Temperaturerhöhungen $\delta T > T_c - T_B$ erhält man

$$\delta J_q(x,y) = \sigma_n(x,y) \cdot V_b - J_q(x,y,V_b,T_B) \qquad (4.42)$$

für $\Delta(x,y)$ = konstant

$\delta T > T_c - T_B$

Im Gegensatz zum thermischen Tunnelgebiet (vergleiche Gleichung 4.37) ist hier der Term $J_q(x,y,V_b,T_B)$ nicht vernachlässigbar. Da dieser Term von der lokalen Energielücke $\Delta(x,y)$ abhängt, wird deshalb auch $\delta J_q(x,y)$ von räumlichen Variationen der Energielücke beeinflußt. Deshalb ist zur Abbildung von $\sigma_n(x,y)$ die räumliche Konstanz der Energielücke erforderlich. Im thermischen Tunnelgebiet konnte der Term $J_q(x,y,V_b,\delta T)$ vernachlässigt werden, wodurch $\delta J_q$ unabhängig von $\Delta(x,y)$ wurde. Dort war deshalb zur Abbildung von $\sigma_n(x,y)$ keine räumlich homogene Energielücke erforderlich.

Aus diesem Grund ist es wesentlich günstiger, die räumliche Verteilung der Tunnelleitfähigkeit mit einem Arbeitspunkt im thermischen Tunnelgebiet abzubilden. Ein Vergleich von Fig. 4.10 mit Fig. 4.8c und d zeigt, daß im thermischen Tunnelgebiet außerdem die von der gleichen Temperaturerhöhung erzeugte Stromänderung wesentlich größer und folglich meßtechnisch einfacher zu detektieren ist.

(b) Abbildung der räumlichen Verteilung der Energielücke $\Delta(x,y)$ ($\sigma_n(x,y)$ = konstant):

Für $\sigma_n(x,y)$ = konstant ergibt sich aus Gleichung (4.34), daß die räumliche Abhängigkeit von $\delta J_q(x,y)$ für eine feste Arbeitsspannung $V_b$ und feste Temperaturerhöhung $\delta T$ nur durch die räumliche Struktur der Energielücke bestimmt ist. Für große Temperaturerhöhungen $\delta T > T_c - T_B$ ergibt sich

$$\delta J_q(x,y) \sim J_q(x,y,V_b,T_B)$$

$$\text{für } \sigma_n(x,y) = \text{konstant} \qquad (4.43)$$

$$\delta T > T_c - T_B$$

Da für eine feste Arbeitsspannung $V_b$ $J_q$ für eine größere Energielücke kleiner wird, wird auch $\delta J_q$ und damit $\delta I_q$ bzw. $\delta V_q$ kleiner. Für eine kleinere lokale Energielücke gilt das Umgekehrte. Durch Abrastern der Tunnelkontaktfläche und gleichzeitige Messung von $\delta I_q(x,y)$ kann somit die räumliche Struktur der Energielücke abgebildet werden. Da aber relativ große räumliche Änderungen der Energielücke nur zu kleinen Variationen von $\delta I_q(x,y)$ führen, wird die Messung der räumlichen Verteilung der Energielücke mit einem Arbeitspunkt im ohm'schen Gebiet schwierig. Außerdem erfordert sie eine sehr gute räumliche Konstanz der Tunnelleitfähigkeit $\sigma_n(x,y)$. Deshalb ist es wesentlich einfacher, die Energielückenverteilung mit einem Arbeitspunkt im Energielückengebiet (siehe 4.2.3) zu bestimmen.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die Abbildung der räumlichen Verteilung der Energielücke und der Tunnelleitfähigkeit mit einem Arbeitspunkt im ohm'schen Gebiet zwar möglich ist, aber wesentliche Nachteile gegenüber den Abbildungsmethoden mit einem Arbeitspunkt im thermischen Tunnelgebiet und im Energielückengebiet besitzt.

### 4.2.5 Effekt von normalleitenden Tunnelkontakt-Elektroden

Für große Temperaturerhöhungen $\delta T > T_c - T_B$ werden die Tunnelkontaktelektroden durch den Elektronenstrahl lokal normalleitend geschaltet. Dies hat zur Folge, daß durch den Elektronenstrahl nicht nur eine lokale Änderung des Tunnelwiderstands $\delta\rho_T$ erzielt wird, sondern auch ein zusätzlicher Widerstand $\rho_{Film}$ durch das normalleitend Schalten der Tunnelkontaktelektroden. Für eine kreisförmige normalleitende Fläche $\pi\Lambda^2$um den Auftreffpunkt (x,y) des Elektronenstrahls erhält man folgenden Spannungsabfall durch die normalleitenden Tunnelkontaktelektroden:

$$\delta V(x,y) = 2 \int_0^{\Lambda} J_q(x,y)\ \pi r^2\ \frac{\rho}{2\pi r d}\ dr \qquad (4.44)$$

Hierbei ist r der Abstand vom Auftreffpunkt (x,y) des Elektronenstrahls, d die Dicke der Tunnelkontaktelektroden und $\rho$ der spezifische Widerstand des Elektrodenmaterials im normalleitenden Zustand. Ferner wurde angenommen, daß die Elektroden die gleiche Dicke haben und aus demselben Material bestehen und daß die Stromdichte $J_q$ innerhalb der normalleitenden Fläche konstant und gleich der Tunnelstromdichte $J_q(x,y)$ am Auftreffpunkt des Elektronenstrahls ist. Durch Integration ergibt sich

$$\delta V(x,y) = J_q(x,y)\ .\ \rho_{Film} \qquad (4.45)$$

mit

$$\rho_{Film} = \frac{\rho\Lambda^2}{2d} \qquad (4.46)$$

Für die in dieser Arbeit untersuchten Tunnelkontakte aus Bleilegierungen erhält man mit den typischen Werten $\rho_{PbIn} \cong 4 \times 10^{-6}\Omega cm$, $2d \cong 5 \times 10^{-5}$ cm und $\Lambda \cong 5 \times 10^{-4}$cm (siehe Kapitel 7) den Wert $\rho_{Film} \cong 2 \times 10^{-8}\Omega cm^2$. Die niedrigsten erreichbaren Tunnelwiderstände $\rho_n = 1/\sigma_n$ waren um etwa 2 Größenordnungen größer (siehe Kapitel 5), es gilt also $\rho_n >> \rho_{Film}$. Daraus kann geschlossen werden, daß die

Tunnelstromdichte-Verteilung durch die lokal normalleitend geschalteten Tunnelkontaktelektroden nicht verändert wird. Ob die Bedingung $\rho_n >> \rho_{Film}$ efüllt ist, muß aber prinzipiell für jeden Tunnelkontakt überprüft werden. Dies gilt besonders für sehr niederohmige Tunnelkontakte, deren Elektroden äußerst dünn sind und aus einem Material mit hohem spezifischen Widerstand bestehen.

Im spannungsgesteuerten Fall führt der zusätzliche Widerstand durch die normalleitenden Tunnelkontaktelektroden dazu, daß die durch den Elektronenstrahl erzeugte Verringerung $\delta\rho_T$ des lokalen Tunnelwiderstands teilweise kompensiert wird und somit die insgesamt erzielte Stromdichteänderung kleiner wird. Man erhält

$$\delta J_q = \frac{1}{\delta\rho_T - \rho_{Film}} V_b \qquad (4.47)$$

Da für große Temperaturerhöhungen $\delta T > T_c - T_B$ im thermischen Tunnelgebiet und im Energielückengebiet die elektronenstrahlinduzierte Änderung des lokalen Tunnelwiderstands $\delta\rho_T$ in der gleichen Größenordnung wie $\rho_n = 1/\sigma_n$ ist, kann in obiger Gleichung $\rho_{Film}$ gegenüber $\delta\rho_T$ vernachlässigt werden. In diesen beiden Gebieten macht sich also der zusätzliche Widerstand durch die normalleitenden Elektroden nicht bemerkbar, wenn die Bedingung $\rho_n >> \rho_{Film}$ erfüllt ist. Dies ändert sich im ohm'schen Gebiet, wo $\delta\rho_T$ sehr klein wird und etwa die gleiche Größe wie $\rho_{Film}$ besitzt. Da im ohm'schen Gebiet $\delta\rho_T$ mit höher werdender Arbeitsspannung $V_b$ abnimmt, wechselt bei einer bestimmten Spannung die vom Elektronenstrahl erzeugte Stromdichteänderung $\delta J_q$ das Vorzeichen. Dieser Vorzeichenwechsel kann experimentell beobachtet werden (siehe Kapitel 7). Die entsprechenden Spannungsänderungen im stromgesteuerten Fall ergeben sich aus Gleichung (4.21).

Für sehr große Arbeitsspannungen $eV_b >> 2\Delta(0)$ kann die durch die normalleitenden Tunnelkontaktelektroden erzeugte Spannungsänderung $\delta V$ dazu benutzt werden, die räumliche Verteilung der Tunnelleitfähigkeit $\sigma_n(x,y)$ abzu-

bilden. Da für diese Arbeitsspannungen die elektronenstrahlinduzierte Änderung des lokalen Tunnelwiderstands verschwindend klein ist, erhält man mit der Annahme, daß die Stromverteilung und ferner auch der Gesamtstrom (Stromsteuerung) konstant bleibt, die durch Gleichung (4.45) gegebene Spannungsänderung. Da für $eV_b >> 2\Delta(0)$ $J_q(x,y) = \sigma_n(x,y) \cdot V_b$ ist, folgt:

$$\delta V(x,y) = \sigma_n(x,y) \cdot \rho_{Film} \cdot V_b \qquad (4.48)$$

Das erhaltene Spannungssignal ist also proportional zur lokalen Tunnelleitfähigkeit. Durch Abrastern der Tunnelkontaktfläche und gleichzeitigem Messen von $\delta V(x,y)$ kann somit die räumliche Verteilung der Tunnelleitfähigkeit abgebildet werden. Die räumliche Auflösung hängt dabei von der Größe der normalleitenden Fläche ab. Für den Fall, daß die Spannung am Tunnelkontakt konstant gehalten wird, erhält man die $\delta V(x,y)$ entsprechende Stromänderung mit Hilfe von Gleichung (4.21).

Da für die großen Arbeitsspannungen eventuell vorhandene räumliche Variationen der Energielücke nur noch einen verschwindend kleinen Einfluß auf die lokale Tunnelstromdichte haben, d.h. $J_q(x,y) = \sigma_n(x,y) \cdot V_b$ ist in guter Näherung unabhängig von $\Delta(x,y)$, kann das eben beschriebene Meßverfahren zur Bestimmung der räumlichen Verteilung der Tunnelleitfähigkeit auch dann eingesetzt werden, wenn die Energielücke starke räumliche Schwankungen aufweist. Außerdem spielt die Art der Energieverteilung der vom Elektronenstrahl erzeugten Quasiteilchen überhaupt keine Rolle. Entscheidend ist nur, daß der Film lokal in den normalleitenden Zustand gebracht wird.

### 4.2.6 Abbildung von Temperaturstrukturen

Die in 4.2.5 beschriebene Abbildungsmethode kann auch dazu verwendet werden, Temperaturstrukturen und normalleitende Gebiete innerhalb eines Tunnelkontaktes abzubilden. Die Temperaturstrukturen können durch eine externe Störung (Quasiteilcheninjektion, Laserbestrahlung usw) oder durch Joule'sche Erwärmung an Stellen sehr hoher Stromdichte entstehen. Bei der Abbildung der Temperaturstrukturen wird ausgenutzt, daß für eine Arbeitsspannung $eV_b >> 2\Delta(0)$ nur dann ein meßbares Signal entsteht, wenn die Tunnelkontaktelektroden durch den Elektronenstrahl normalleitend geschaltet werden.

Existiert in einem Tunnelkontakt eine Temperaturstruktur, deren maximale Temperatur kleiner als die kritische Temperatur $T_c$ ist, so kann durch eine zusätzliche Temperaturerhöhung durch den Elektronenstrahl die kritische Temperatur überschritten werden. Die vom Elektronenstrahl erzeugte Temperaturerhöhung kann dabei so variiert werden, daß nur Gebiete, deren Temperatur über einem bestimmten Wert liegt, normalleitend werden und damit ein meßbares Signal liefern. Dadurch können Gebiete mit unterschiedlichen Temperaturniveaus unterschieden werden.

Existiert eine Temperaturstruktur, deren maximale Temperatur bereits oberhalb der kritischen Temperatur $T_c$ liegt, so wird durch die zusätzliche Temperaturerhöhung durch den Elektronenstrahl in den bereits normalleitenden Gebieten nichts mehr geändert. Wählt man die zusätzliche Temperaturerhöhung sehr klein, so werden nur die Ränder der normalleitenden Zone, wo die Temperatur sehr nahe bei $T_c$ liegt, normalleitend geschaltet. Dadurch können die Ränder der normalleitenden Gebiete sichtbar gemacht werden. Diese Abbildungsmethode ist völlig äquivalent zu der in Referenz [2.8] beschriebenen Methode zur Abbildung von Hotspots in supraleitenden Mikrobrücken.

### 4.2.7 Einfluss von Oberflächenstrukturen

Eine auf der Tunnelkontaktfläche vorhandene Oberflächenstruktur führt zu einer räumlichen Variation des Elektron-Rückstreukoeffizienten und des Sekundärelektronen-Emissionskoeffizienten. Dadurch variiert die in den Tunnelkontaktelektroden deponierte Energie. Bei der Aufnahme des Spannungsbildes einer Tunnelkontakteigenschaft führt dies zu einer räumlichen Variation der Signalhöhe, ohne daß eine Variation des abgebildeten Tunnelkontaktparameters vorhanden ist,d.h. die Oberflächenstruktur tritt auch im Spannungsbild auf. Die Schärfe,mit der die Oberflächenstrukturen im Spannungsbild auftreten, entspricht der des Oberflächenbildes.

Da es experimentell leicht möglich ist, Oberflächenbilder der Tunnelkontakte aufzunehmen, kann auf sehr einfache Weise überprüft werden, ob und an welcher Stelle Oberflächenstrukturen auftreten. Diese können dann bei der Interpretation der Spannungsbilder von Tunnelkontakteigenschaften berücksichtigt werden.

## 4.3 Strahlmodulationstechniken und räumliches Auflösungsvermögen

Im thermischen Tunnelgebiet, im Energielückengebiet und im ohm'schenGebiet wird die elektronenstrahlinduzierte Strom- bzw. Spannungsänderung dadurch gemessen, daß der Elektronenstrahl mit der Frequenz $\omega$ ein- und ausgeschaltet wird und die dadurch ebenfalls mit der Frequenz $\omega$ modulierte Strom- bzw. Spannungsänderung phasenempfindlich mit einem Lock-in Verstärker detektiert wird. Dadurch kann einerseits eine wesentliche Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses erreicht werden und andererseits spielen bei dieser Wechselstrom- bzw. Wechselspannungsmessung Kontakt- und Thermospannungen keine Rolle. Im folgenden soll kurz diskutiert werden, wie das räumliche Auflösungsvermögen und

die Signalamplitude von der Größe der Modulationsfrequenz und von der Art der Funktion $\delta I_q(\delta T)$, der sogenannten Antwortfunktion, abhängen.

Im spannungslosen Zustand kann die Strahlmodulationstechnik nicht angewandt werden. Wegen des verschwindenden ohm'schen Widerstands des Tunnelkontakts ist für V=0 nur Stromsteuerung möglich. Wird ein bestimmter Stromwert von außen vorgegeben, so führt das Ein- und Ausschalten des Elektronenstrahls zu keinem Spannungssignal, falls der maximale Paarstrom nicht unter den vorgegebenen Wert reduziert wird. Wird der maximale Paarstrom durch die Elektronenbestrahlung unter den vorgegebenen Wert reduziert,so tritt zwar eine Spannung am Kontakt auf, der Tunnelkontakt bleibt aber im Spannungszustand, wenn der Elektronenstrahl ausgeschaltet wird. Um den spannungslosen Zustand zu erreichen, muß der von außen vorgegebene Strom bis auf Null reduziert werden. Das heißt, man kann keinen festen Arbeitspunkt vorgeben und ein zur Modulationsfrequenz des Elektronenstrahls synchrones Nutzsignal messen.Eine Detektion der elektronenstrahlinduzierten Änderung des maximalen Paarstroms ist nur durch Messung des maximalen Paarstroms mit und ohne Elektronenbestrahlung und anschließender Differenzbildung möglich. Meßtechnisch wird der maximale Paarstrom durch kontinuierliches Erhöhen des von außen vorgegebenen Stroms und Detektion des Stromwertes, bei dem zum ersten Mal eine Spannung am Tunnelkontakt auftritt, bestimmt. Eine Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses kann dadurch erreicht werden, daß der Meßvorgang mehrmals wiederholt wird und eine Mittelung durchgeführt wird. Eine genaue Beschreibung des Meßverfahrens ist in Ref.[1.17] gegeben.

### 4.3.1 Niederfrequente Strahlmodulation

Niederfrequente Strahlmodulation liegt dann vor, wenn die Modulationsfrequenz $\omega$ des Elektronenstrahls so klein ist, daß der Tunnelkontakt in der Ausschaltphase des Elektronenstrahls vollkommen ins thermische Gleichgewicht relaxieren kann, d.h. es muß gelten

$$\omega << 1/\tau_1 \qquad (4.49)$$

Hierbei ist $\tau_1$ die charakteristische Relaxationszeit der Filmstruktur. Die Abhängigkeit dieser Relaxationszeit von den Materialparametern der Tunnelkontaktelektroden und der Wärmeankopplung ans Substrat wurde in Kapitel 3.3.1 diskutiert.

Die Größe der gestörten Tunnelkontaktfläche und damit das erreichbare räumliche Auflösungsvermögen ist im Fall niederfrequenter Strahlmodulation durch die charakteristische Ausheillänge $\Lambda_o^{stat}$ (Gleichung 3.29) gegeben. Sie beträgt typischerweise wenige µm.

Die Amplitude der mit der Frequenz $\omega$ oszillierenden Strom- bzw. Spannungsänderung $\delta I_q(x,y)$ bzw. $\delta V_q(x,y)$ hängt von der Arbeitsspannung und der Elektronenstrahlintensität ab und ist direkt durch die entsprechenden Ausdrücke in Kapitel 4.2 gegeben.

### 4.3.2 Hochfrequente Strahlmodulation

Von hochfrequenter Strahlmodulation wird gesprochen, wenn die Modulationsfrequenz $\omega$ des Elektronenstrahls größer als das Inverse der charakteristischen Abklingzeit $\tau_1$ ist, d.h. wenn gilt

$$\omega > 1/\tau_1 \qquad (4.50)$$

Da der Tunnelkontakt in diesem Fall in der Ausschaltphase des Elektronenstrahls nicht mehr vollständig ins thermische Gleichgewicht relaxieren kann,erzeugt die modulierte Elektronenbestrahlung eine mittlere erhöhte Quasiteilchendichte, der ein mit der Frequenz $\omega$ oszillierender Anteil überlagert ist (siehe Abschnitt 3.3.1). Die Amplitude des oszillierenden Anteils nimmt dabei mit wachsender Modulationsfrequenz ab (Gleichung 3.38). Innerhalb des T*-Modells führt dies zu einer mittleren Temperaturerhöhung $\delta T_o$,der eine mit der Frequenz $\omega$ oszillierende Temperaturerhöhung $\delta T_1 e^{i\omega t}$ überlagert ist.

Die elektronenstrahlinduzierte Strom- bzw. Spannungsänderung setzt sich deshalb bei hochfrequenter Strahlmodulation aus einem Gleichstrom- bzw. Gleichspannungsanteil $\delta I_{qo}$ bzw. $\delta V_{qo}$ und einem mit der Frequenz $\omega$ oszillierenden Anteil mit der Amplitude $\delta I_{q1}$ bzw. $\delta V_{q1}$ zusammen. Mit der Lock-in Meßtechnik wird nur der mit der Frequenz $\omega$ oszillierende Signalanteil detektiert. Die Signalhöhe wird hierbei nur durch die Amplitude $\delta T_1$ des oszillierenden Temperaturanteils bestimmt und ist durch die entsprechenden Ausdrücke in Kapitel 4.2 gegeben. Es muß jedoch berücksichtigt werden, daß man sich durch die mittlere Temperaturerhöhung $\delta T_o$ nicht mehr bei der Badtemperatur $T_B$ sondern bei einer höheren Temperatur $T_B + \delta T_o$ befindet.

Das räumliche Auflösungsvermögen bei hochfrequenter Strahlmodulation wird durch die Größe der Fläche bestimmt, die einen Beitrag zu dem mit der Frequenz $\omega$ oszillierenden Signalanteil liefert. Die Ausdehnung dieser Fläche ist durch die frequenzabhängige Ausheillänge $\Lambda_1^{dyn}$ (Gleichung 3.37) gegeben. Diese nimmt mit steigender Modulationsfrequenz proportional zu $1/\sqrt{\omega}$ ab, d.h., das räumliche Auflösungsvermögen kann durch eine Erhöhung der Modulationsfrequenz verbessert werden. Da aber die Amplitude $\delta T_1$ des oszillierenden Temperaturanteils und damit die Signalhöhe mit wachsender Modulationsfrequenz abnimmt, ist eine beliebige Erhöhung der Modulationsfrequenz und damit eine beliebige Verbesserung des Auflösungsvermögens nicht möglich. Die

mit der Hochfrequenz-Modulationstechnik erreichbare Auflösung beträgt etwa 1 µm (vergleiche Kapitel 3.3).

4.3.3 Einfluß einer nichtlinearen Antwortfunktion auf das erreichbare Auflösungsvermögen

Von einer nichtlinearen Antwortfunktion spricht man, wenn die Größe des elektronenstrahlinduzierten Strom- bzw. Spannungssignals nicht in linearer Weise von der Größe der Störung abhängt. Typische Beispiele für eine nichtlineare Antwortfunktion sind die in Fig. 4.8a und c gezeigten Kurven. In erster Näherung stellen diese Kurven eine Treppenfunktion dar, d.h., das Antwortsignal springt für eine bestimmte Größe der Temperaturerhöhung von einem Wert nahe bei Null auf einen konstanten Wert. Für ein gausskurvenförmiges Temperaturprofil hat das zur Folge, daß das gesamte Gebiet, dessen Temperatur unterhalb eines bestimmten Schwellwerts liegt, kein Signal liefert. In Fig. 4.11 ist gezeigt, wie das zu einem gausskurvenförmigen Temperaturprofil gehörige Profil des Antwortsignals für eine treppenförmige Antwortfunktion aussieht. Es ist leicht zu erkennen, daß der Bereich, der zum Antwortsignal beiträgt, wesentlich kleiner sein kann als der durch die charakteristische Abklinglänge $\Lambda$ definierte Bereich. Da die erreichbare räumliche Auflösung nur von der Größe der Fläche abhängt, die zum Antwortsignal beiträgt, ist die räumliche Auflösung in diesem Fall besser als die charakteristische Abklinglänge $\Lambda$ des Temperaturprofils.

Eine Vergrößerung der Strahlintensität und damit der Temperaturerhöhung würde in Fig. 4.11 zu einer Vergrößerung der zum Signal beitragenden Fläche und damit zu einer Verschlechterung des Auflösungsvermögens führen. Deshalb kann bei Vorliegen einer treppenförmigen Antwortfunktion die räumliche Auflösung durch geeignete Wahl der Größe der Störung optimiert und auf einen Wert verbessert werden, der kleiner als die charakteristische Abklinglänge der Störung in der Filmstruktur ist.

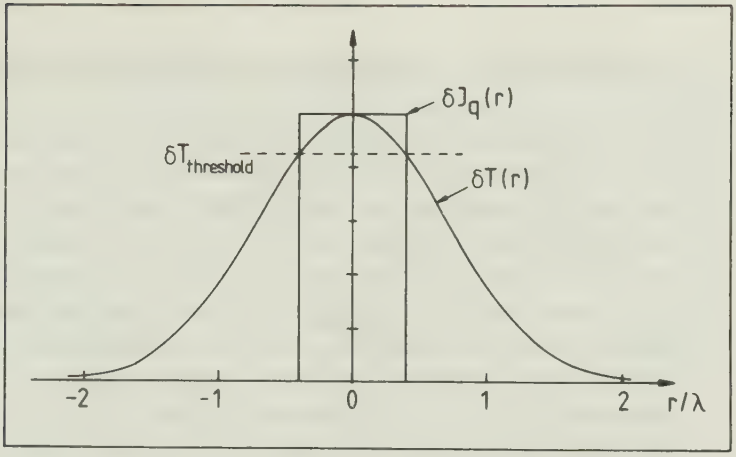



Fig. 4.11: Gaussförmiges Temperaturprofil und zugehöriges Profil des Antwortsignals $\delta J_q(r)$ für eine treppenförmige Antwortfunktion ($\delta J_q(\delta T) = 0$ für $\delta T < T_{threshold}$ und $\delta J_q(\delta T) = 1$ für $\delta T > T_{threshold}$).

Eine fast ideale Treppenfunktion stellt die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes einer supraleitenden Mikrobrücke bei $T \approx T_c$ dar. Der oben beschriebene Effekt kann deshalb bei der Anwendung von supraleitenden Bolometern zur Detektion der räumlichen Verteilung von Phononenintensitäten dazu verwendet werden, eine bessere räumliche Auflösung zu erhalten (siehe Ref. 3.18).

Ganz allgemein kann gesagt werden, daß das erreichbare Auflösungsvermögen nur dann unabhängig von der Intensität der Störung ist, wenn die Größe des Antwortsignals in linearer Weise mit der Größe der Störung zusammenhängt.

## 5. TUNNELKONTAKTE - HERSTELLUNG UND CHARAKTERISTISCHE DATEN

Zur experimentellen Überprüfung der in Kapitel 4 beschriebenen Untersuchungsmethoden räumlicher Strukturen in supraleitenden Tunnelkontakten wurden Tunnelkontakte verschiedener geometrischer Struktur, unterschiedlicher Tunnelleitfähigkeiten und variierender Schichtdicken der Elektroden benötigt. Deshalb mußten geeignete Herstellungsprozesse entwickelt werden, um reproduzierbar qualitativ hochwertige Tunnelkontakte herstellen zu können. Qualitativ hochwertig soll hierbei bedeuten, daß die Strom-Spannungs-Charakteristiken (IVC's) der Tunnelkontakte der eines idealen Tunnelkontaktes, wie sie in Abschnitt 4.1.1 beschrieben ist, möglichst nahe kommen.

Die wichtigsten Prozeßschritte bei der Herstellung eines Tunnelkontaktes, die Mikrostrukturierung, das Aufdampfen der supraleitenden Elektroden, die Herstellung der Tunnelbarriere und der Isolatorschichten, werden in den folgenden Abschnitten kurz beschrieben. Die Kenntnis der einzelnen Prozeßschritte ist deswegen von großer Bedeutung, da diese die Qualität der Tunnelkontakte auf charakteristische Weise beeinflussen. In Abschnitt 5.5 wird die Auswirkung der unterschiedlichen Herstellungsprozesse auf die speziellen Eigenschaften der IVC's wie Leckströme, Größe der Tunnelleitfähigkeit usw., diskutiert.

Als Material für die Tunnelkontaktelektroden wurden Bleilegierungen verwendet, Legierungszusätze waren Indium, Wismut und Gold in verschiedenen Konzentrationen. Die Gründe für die Verwendung von Bleilegierungen sind

- einfache Herstellung und Strukturierung
- Unempfindlichkeit gegenüber Verunreinigungen
- große Kohärenzlänge
- hohe kritische Temperatur

Aufgrund dieser Eigenschaften galten Bleilegierungen lange Zeit als das am besten geeignete Material zum Aufbau von integrierten Schaltungen aus supraleitenden Tunnelkontakten, wie sie z.B. für den Josephson-Computer benötigt werden [5.1]. Ein großer Nachteil der Bleilegierungen ist jedoch ihre geringe Stabilität beim Durchfahren eines Temperaturzyklus (siehe Abschnitt 5.2). Aus diesem Grund ist man heute dazu übergegangen, sogenannte widerstandsfähige (refractory) Materialien wie Niobnitrid zum Aufbau der integrierten Schaltkreise zu verwenden [5.2]. Diese besitzen zwar eine höhere Sprungtemperatur, sind aber wesentlich schwieriger herzustellen und zu strukturieren. Außerdem reagieren sie sehr empfindlich auf Verunreinigungen und besitzen sehr kleine Kohärenzlängen. Dadurch spielen dünne Übergangsschichten zwischen Barriere und Elektrodenmaterial, die oft eine kleinere Sprungtemperatur oder Normalleitungseigenschaften besitzen, eine große Rolle. Die TTREM eignet sich natürlich ausgezeichnet auch zur Untersuchung räumlicher Strukturen in den Elektroden und der Tunnelbarriere von Tunnelkontakten aus widerstandsfähigen Supraleitern. Deshalb wurde im Laufe dieser Arbeit eine Ultrahochvakuum-Apparatur zur Herstellung von Niobnitrid aufgebaut. Die in Kapitel 7 und 8 berichteten experimentellen Ergebnisse wurden mit Tunnelkontakten aus Bleilegierungen erhalten, die sich hervorragend zum experimentellen Nachweis der in Kapitel 4 beschriebenen Untersuchungsmethoden eignen. Da die TTREM jetzt ein ausgereiftes Meßverfahren zur Untersuchung räumlicher Strukturen in supraleitenden Tunnelkontakten darstellt, kann sie in Zukunft problemlos zur Untersuchung und Verbesserung von Tunnelkontakten aus technologisch interessanteren Materialien wie Niob, Niobnitrid und anderen Supraleitern mit hoher Sprungtemperatur eingesetzt werden.

Für die verschiedenen Tunnelkontaktgeometrien werden folgende Bezeichnungen verwendet:

Crossline-Kontakte: Die Tunnelkontaktfläche wird hier durch die Überlappungsfläche von zwei senkrecht zueinander verlaufenden Elektroden gebildet.

Inline-Kontakte: Die Tunnelkontaktfläche wird hier durch die Überlappungsfläche von zwei parallel zueinander verlaufenden Elektroden gebildet.

Window-Kontakte. Die Tunnelkontaktfläche wird hier durch ein Fenster in einer isolierenden Schicht gebildet, die auf die Grundelektrode aufgebracht wird.

## 5.1 Mikrostrukturierung

Die Strukturierung der Metall- und Isolatorschichten, aus denen der Tunnelkontakt aufgebaut ist, wurde mit Hilfe von Photolithographie und Lift-off-Technik erreicht. Bei der Photolithographie wird mit lichtoptischen Verfahren eine Photolackschicht auf dem Substrat erzeugt, die als Struktur die Probengeometrie enthält. Auf diese strukturierte Photolackschicht wird der Metall- oder Isolatorfilm aufgebracht. Beim Lift-off-Verfahren wird anschließend der Photolack und die darüber aufgebrachte Metall- oder Isolatorschicht mit einem Lösungsmittel abgelöst. Die aufgedampfte Schicht bleibt dadurch nur dort stehen, wo der Photolack beim Photolithographieprozeß herausgelöst wurde.

Bei der eben beschriebenen Art der Mikrostrukturierung ist es äußerst wichtig, daß die Kanten der Photolackstruktur ein überhängendes Profil aufweisen (siehe Fig. 5.1). Das überhängende Photolackprofil ist notwendig, um beim Aufdampfprozeß eine unterbrochene Metallschicht an den Kanten der Photolackstruktur und damit eine völlige Abtrennung

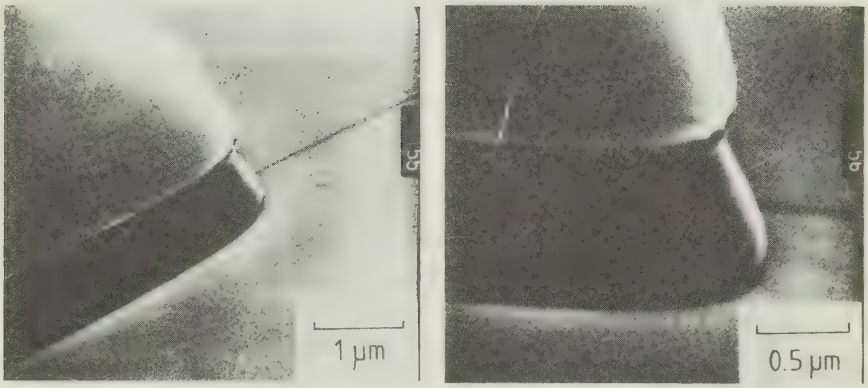



Fig. 5.1: REM-Oberflächenbilder einer mit Hilfe des Chlorbenzol-Verfahrens hergestellten überhängenden Photolackstruktur. Der Photolack (AZ 1350J, Shipley) wurde 30 min. bei 80° C gehärtet und 30 sec. mit Chlorbenzol behandelt.

der abzulösenden Schicht zu erhalten. Eine flach ansteigende Photolackstruktur würde zu einem zusammenhängenden Metallfilm an den Kanten der Photolackschicht führen. Beim Lift-off-Prozeß führt dies zu einem Auseinanderreißen des Metallfilms. Dadurch entstehen sehr unregelmäßige und teilweise nach oben gewölbte Ränder der Metallschicht. Dies ist insbesondere dann von großem Nachteil, wenn über diesen Metallfilm ein weiterer Film aufgebracht werden soll.

Zur Erzeugung der überhängenden Photolackstruktur wurden das Chlorbenzol- und das Back-Exposure-Verfahren verwendet. Diese Verfahren sind in Ref. 5.3 ausführlich beschrieben. In Vorversuchen wurden die optimalen Bedingungen zur Erzeugung definierter, überhängender Photolackstrukturen bestimmt. Dabei wurden die erzeugten Photolackprofile mit Hilfe eines Raster-Elektronenmikroskops kontrolliert. Fig. 5.1 zeigt REM-Aufnahmen einer überhängendenPhotolackstruktur, die mit Hilfe des Chlorbenzol-Verfahrens erzeugt wurde.

## 5.2 Aufdampfen der Metallfilme

Der Einfluß der Herstellungsbedingungen der Tunnelkontaktelektroden auf die Eigenschaften von Tunnelkontakten aus Bleilegierungen wurde in den Forschungslabors von IBM intensiv untersucht [5.4], da diese zur Herstellung von integrierten Schaltungen verwendet werden sollten. Für die Zuverlässigkeit der integrierten Schaltungen war vor allem das Verhalten der Tunnelkontakte beim thermischen Zyklen zwischen Raumtemperatur und der Temperatur des flüssigen Heliums von entscheidender Bedeutung. Da der Wärmeausdehnungskoeffizeint der Bleilegierung ($\approx 30 \times 10^{-6}/^{o}C$) groß gegenüber dem der geeigneten Substratmaterialien (Silizium, Saphir) ist, treten beim thermischen Zyklen sehr starke Verspannungen auf. Beim Abbau dieser Verspannungen kommt es zu Änderungen in der Mikrostruktur der Bleilegierung. Beim Abkühlprozeß relaxieren die Verspannungen hauptsächlich innerhalb der Körner des Films durch Scherung zwischen den kristallinen Ebenen. Beim Aufwärmen kommt es dann zwichen etwa 200 und 300 K zu Druckverspannungen, die die treibende Kraft für die Bildung von sogenannten Hillocks sind [5.5]. Die Hillock-Bildung führt schließlich zu einer Unterbrechung der nur wenige Nanometer dicken Oxidbarriere zwischen den beiden Elektroden und damit zu einem elektrischen Kurzschluß. Es hat sich gezeigt, daß der effektivste Weg zur Eliminierung der Mikrostrukturänderung darin besteht, die Korngröße und die Dicke der Metallfilme zu verkleinern [5.6]. Die in dieser Arbeit zum Herstellen der Metallfilme eingesetzten Hochvakuumanlagen wurden deshalb so konzipiert, daß möglichst feinkörnige Metallfilme erhalten wurden.

Um die Korngröße der Bleilegierungsfilme zu verringern, können folgende Prozesse verwendet werden:

- Aufdampfen auf gekühlte Substrate [5.5]
- Sequentielles Aufdampfen sehr dünner Filme aus den einzelnen Legierungsbestandteilen [5.7]

- Behinderung des Korngrößenwachstums durch Verwendung spezieller Legierungsbeimischungen [5.8]

Um diese Prozesse durchführen zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine dafür geeignete Aufdampfanlage aufgebaut. Sie besitzt zwei getrennt heizbare Verdampferquellen für Blei und Indium, die von einem wassergekühlten Kupferblock umgeben sind. Der Kupferblock besitzt über den indirekt geheizten Tiegeln zwei Öffnungen, die mit Blenden abgedeckt werden können. Durch Öffnen und Schließen der beiden Shutter können sequentiell dünne Schichten aus Blei und Indium aufgedampft werden. Die Substrattemperatur kann dabei durch Ankoppeln des Substrathalters an die mit flüssigem Stickstoff gefüllte Kühlfalle zwischen Raumtemperatur und der Temperatur des flüssigen Stickstoffs variiert werden. Die Schichtdicken der aufgedampften Filme können mit einem Schwingquarzsystem (Sloan DTM) bestimmt werden. In der Aufdampfanlage ist es außerdem möglich, das Substrat an einem wassergekühlten Sputterkopf zu befestigen. Dadurch kann ein Sputter-Reinigungsprozeß der Grundelektrode und eine daran anschließende Hochfrequenz-Plasmaoxidation [5.9] durchgeführt werden. Nach Beendigung des Oxidationsprozesses kann ohne Brechung des Vakuums die Deckelektrode aufgedampft werden. Das Gasgemisch (Argon und Sauerstoff) bei der Plasmaoxidation konnte mit Hilfe von Nadelventilen eingestellt werden. Durch Fluten des Rezipienten mit reinem Sauerstoff konnte auch eine thermische Oxidation durchgeführt werden. Der Druck bei der Plasmaoxidation und der thermischen Oxidation wurde mit einem Pirani Feinvakuummeter (1 - 100 Pa) bzw. mit einem Feder-Manometer ($10^2$ - $10^5$ Pa) gemessen.

In einer weiteren Aufdampfanlage konnten die Bleilegierungsfilme durch eine Flash-Verdampfung hergestellt werden. Die Bestandteile der Legierung wurden dabei im gewünschten Gewichtsverhältnis in die Verdampferquelle gegeben und vollständig verdampft. Die Schichtdicke, die hier durch die verwendete Materialmenge bestimmt ist, konnte mit einem Schwingquarzsystem gemessen werden (Sloan DTM).

Die Substrattemperatur konnte durch Kühlen des Substrathalters zwischen Raumtemperatur und der Temperatur des flüssigen Stickstoffs variiert werden. Zur Durchführung eines thermischen Oxidationsprozesses konnte die Vakuumanlage mit reinem Sauerstoff geflutet werden. Der Sauerstoffdruck konnte dabei mit einem Pirani-Feinvakuummeter oder einem Federmanometer gemessen werden.

Der Hintergrundsdruck während der Aufdampfprozesse war in beiden Aufdampfanlagen besser als $7 \times 10^{-5}$ Pa. Als Aufdampfmaterialien wurden Reinstmetalle der Firma Preussag AG verwendet (In > 99,9999 %, Pb > 99,9995%). Die Aufdampfraten konnten zwischen 1 und 200 Å/sec variiert werden. Als Substrate dienten 1 mm dicke Saphir-Scheiben.

Die genaue kristalline Struktur der hergestellten Metallfilme konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht werden, da hierfür aufwendige Transmissions-Elektronenmikroskop-Untersuchungen notwendig gewesen wären. Mit Hilfe von Raster-Elektronenmikroskop-Oberflächenaufnahmen konnte allerdings die Korngröße der Metallfilme gut abgeschätzt werden (siehe Fig. 5.2). Für Metallfilme, die auf gekühlte Substrate oder in Vielschichttechnik aufgebracht wurden, war die Korngröße höchstens so groß wie die Schichtdicke der Metallfilme. Dies stimmt mit den in der Literatur berichteten Ergebnissen überein [5.7, 5.8]. Für auf ungekühlte Substrate aufgedampfte Metallfilme war die Korngröße immer größer als ihre Schichtdicke.

Neben der Abhängigkeit der Korngröße von der Substrattemperatur beim Aufdampfprozeß wurde festgestellt, daß das Entstehen von Hillocks beim thermischen Zyklen stark abnimmt, wenn die Metallfilme auf gekühlte Substrate aufgedampf werden und deshalb feinförniger waren (siehe Fig. 5.2a). Fig. 5.2 b - d zeigen REM-Aufnahmen von Hillocks, die innerhalb der Tunnelkontaktfläche eines Window-Kontaktes entstanden sind. Am oberen Bildrand von Fig. 5.2b und c

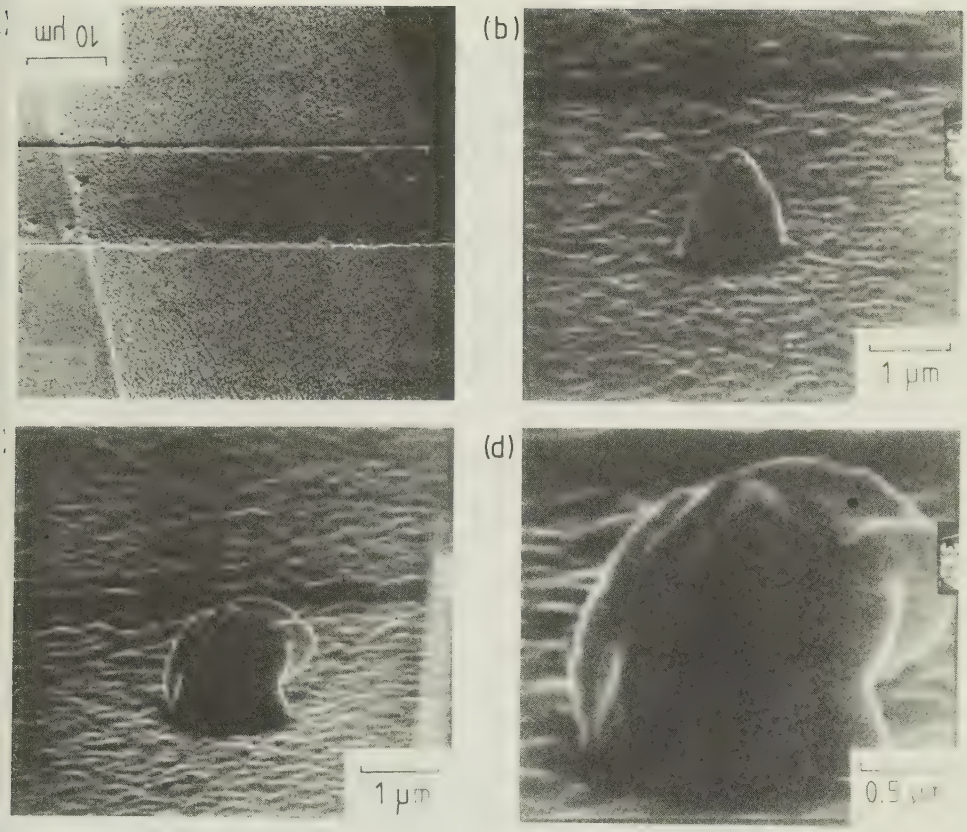



Fig. 5.2: (a) REM Oberflächenaufnahme eines PbIn-PbIn-Cross-line-Kontakts. Das Bild wurde nach mehrmaligem thermischem Zyklen aufgenommen.Die Deckelektrode (d = 5000 Å, 7 ωt% Indium) wurde ohne Kühlung des Substrats aufgebracht und zeigt eine größere Körnung als die Grundelektrode (d = 3000 Å, 12 ωt% Indium), die auf ein gekühltes Substrat aufgebracht wurde. Außerdem sind mehrere Hillocks auf der Deckelektrode zu erkennen.

(b)-(c) REM-Oberflächenaufnahmen von Hillocks die nach mehrmaligem thermischen Zyklen auf der Tunnelfläche eines Window-Kontaktes entstanden sind. Aus der Struktur der Metalloberfläche kann auf die Korngröße des Metallfilms geschlossen werden.

ist deutlich die Kante des Siliziummonoxid-Fensters zu sehen. Die Filmdicke der beiden Elektroden war 3000 Å und 5000 Å. Der Aufdampfprozeß wurde bei ungekühltem Substrat durchgeführt. Aus der Oberflächenstruktur des Metallfilms läßt sich die sehr grobe Körnung des Filmes erkennen. Die Hillocks, die beim Aufwärmen des Tunnelkontakts auf Zimmertemperatur durch kompressive Verspannung entstehen, können Durchmesser bis zu 2 µm erreichen. Normalerweise führen sie zu einem supraleitenden Kurzschluß zwischen den beiden Elektroden des Tunnelkontaktes und damit zu seiner Zerstörung.

Die Abnahme der Hillockbildung bei feinkörnigeren Bleilegierungsfilmen wurde in gleicher Weise in den IBM- Forschungslabors gefunden. Eine ausführliche Erklärung für diese Tatsache ist in Ref. 5.5 gegeben.

## 5.3 Herstellung der Isolatorschichten für Window-Kontakte

Zur Herstellung der Isolatorschicht für Window-Tunnelkontakt wurden folgende Verfahren getestet:

(a) Verdampfen von $SiO_2$ mit Hilfe einer Elektronenstrahlanlage
(b) Verdampfen von Silizium mit Hilfe einer Elektronenstrahlanlage unter Sauerstoffpartialdruck
(c) Sputtern von $SiO_2$
(d) Verdampfen von SiO mit Hilfe eines thermischen Verdampfers

Die hergestellten Schichten sollen folgende Eigenschaften besitzen:

- gute elektrische Isolation auch bei sehr kleinen Schichtdicken (< 1000 Å)
- gute Haftung der Schicht auf dem Substrat und dem Metallfilm
- Widerstandsfähigkeit gegen thermisches Zyklen

In Bezug auf die gute elektrische Isolation waren die mit Verfahren (c) und (d) hergestellten Schichten am besten. Bei den mit Verfahren (a) und (b) erzeugten Schichten traten wesentlich häufiger sehr kleine Löcher in der Isolierschicht (Pinholes) auf, die zu Mikrokurzschlüssen zwischen der Grund- und der Deckelektrode führten. Hinsichtlich der guten Haftung waren die gesputterten Schichten den mit den anderen Prozessen hergestellten Schichten überlegen. Dies zeigte sich vor allem bei nachfolgenden Prozessen (z.B. Lift-off-Prozeß) im Ultraschallbad. Bei der Widerstandsfähigkeit gegen thermisches Zyklen konnte kein Unterschied zwischen den Schichten festgestellt werden.

Hinsichtlich der Eigenschaften der mit den verschiedenen Verfahren hergestellten Isolatorschichten würden sich die gesputterten $SiO_2$-Schichten am besten eigenen. Allerdings wurde beim Sputterprozeß der Photolack so stark gehärtet, daß der anschließende Lift-off-Prozeß äußerst schwierig war. Aus diesem Grund wurden bei der Herstellung von Window-Kontakten meist SiO-Schichten verwendet.

Die Haftung der SiO-Schichten konnte außerdem dadurch verbessert werden, daß sie in einer Vakuumanlage mit Kryopumpe (Univex 450, Leybold Heraeus), also in einem ölfreien Vakuum hergestellt wurden. Hinsichtlich der elektrischen Isolation konnte ebenfalls eine Verbesserung durch die Verwendung einer "Baffeled Box" Verdampferquelle erzielt werden. Die auf diese Weise hergestellten SiO-Schichten wurden mittlerweile auch erfolgreich zur elektrischen Isolation von Bolometern auf Niobeinkristallen verwendet [3.13].

## 5.4 Herstellung der Oxidbarriere

Die Herstellung der Tunnelbarriere ist der wichtigste Prozeßschritt bei der Fabrikation eines Tunnelkontaktes, da die Tunnelbarriere die grundlegenden Eigenschaften des Tunnelkontaktes wie die Tunnelleitfähigkeit $\sigma_n(x,y)$ und die Subgap-Leitfähigkeit $\sigma_{SG}(x,y)$ sowie deren räumliche Homogenität bestimmt. Im allgemeinen bestimmt die Qualität der Tunnelbarriere die Qualität des ganzen Tunnelkontaktes. Da die Tunnelbarriere, um für Anwendungen interessasante Stromdichten zu erreichen, sehr dünn (einige nm) sein muß, ist ihre reproduzierbare Herstellung äußerst schwierig. Dieser schwierige Herstellungsprozeß der Tunnelbarriere ist(neben einigen anderen Problemen) ein Hauptnachteil der Josephson-Technologie gegenüber der Halbleiter-Technologie, was die Herstellung von digitalen Schaltungen betrifft.

Da bis etwa 1982 Tunnelkontakte hauptsächlich aus Bleilegierungen für die Herstellung von integrierten Schaltungen für den Josephson-Computer in Betracht gezogen wurden, ist die Herstellung der Oxidbarriere auf diesem Material sehr intensiv untersucht worden. Es wird deshalb hier nicht mehr auf die Details der Tunnelbarrierenherstellung eingegangen; diese können in Ref. 5.4, 5.7 und 5.10 - 5.15 nachgelesen werden.

Die Tunnelbarrieren der in dieser Arbeit untersuchten Tunnelkontakte wurden sowohl mit thermischer als auch mit Hochfrequenz-Plasma-Oxidation [5.16] hergestellt. Bei der thermischen Oxidation wurde der aufgedampfte Metallfilm einer reinen Sauerstoffatmosphäre ausgesetzt. Durch Variation des Sauerstoffdruckes (1 - $10^5$ Pa) und der Oxidationszeit konnten die Oxidationsparameter und damit die Dicke und die kristalline Form der Oxidbarriere verändert werden.

Bei der Hochfrequenz-Plasmaoxidation handelt es sich um einen reaktiven Hochfrequenz-Sputterprozeß mit Sauerstoff als Prozeßgas. Der in dem Hochfrequenzplasma entstehende monoatomare Sauerstoff führt zu einer schnellen Oxidation der Metalloberfläche. Gleichzeitig wird aber die entstandene Oxidschicht durch den Beschuß mit hochenergetischen Ionen wieder abgetragen. Da die Sauerstoffatome erst durch die vorhandene Oxidschicht zur Grenzfläche zwischen Metall und Oxid diffundieren müssen, nimmt die Oxidationsrate mit dicker werdender Oxidschicht ab, während die Sputterrate konstant bleibt. Dadurch stellt sich nach relativ kurzer Zeit (einige Minuten) eine Gleichgewichts-Oxid-Schichtdicke ein. Diese Gleichgewichtsdicke kann durch Variation der Plasmaparameter verändert werden.

Die Hochfrequenz-Plasmaoxidation wurde bei Frequenzen von 6.78 MHz und 13.56 MHz durchgeführt. Der Sauerstoffdruck wurde zwischen 1 und 100 Pa, die Kathodenspannung zwischen 150 und 600 Volt variiert. Dadurch konnte die Dicke der Oxidbarriere in weiten Grenzen verändert werden. Vor der Plaxmaoxidation konnte außerdem ein Sputter-Reinigungsprozeß in reiner Argon-Atmosphäre durchgeführt werden (p = 2 Pa, V = 300 - 600 Volt). Dadurch konnte das bereits auf der Grundelektrode vorhandene Oxid und eventuell vorhandene Kontaminationsschichten entfernt werden.

## 5.5 Strom-Spannungs-Charakteristiken

Das Ziel dieser Arbeit war nicht,die Herstellungsbedingungen für Tunnelkontakte aus Bleilegierungen zu optimieren. Die Tunnelkontakte wurden vielmehr als Testobjekt für die mit der Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie möglichen Untersuchungsmethoden und zur Untersuchung physikalisch interessanter Phänomene wie den Multiple-Gap Zuständen benötigt. Da aber im Verlauf der Arbeit mehrere Herstellungsmethoden für die Tunnelkontaktelektroden und

die Tunnelbarriere verwendet wurden und die Tunnelkontakte außerdem sehr intensiv untersucht wurden, hat sich eine umfangreiche Datenmenge über die Abhängigkeit der Tunnelkontakteigenschaften von den Prozeßparametern ergeben. Diese Daten werden in diesem Abschnitt zusammengefaßt und mit den in der Literatur berichteten Ergebnissen verglichen. Da mit Hilfe der TTREM erstmals die jeweilige räumliche Verteilung der Tunnelkontaktparameter bestimmt werden konnte, ergaben sich teilweise über die in der Literatur berichteten Ergebnisse hinaus auch völlig neue Aspekte.

### 5.5.1 Parameter zur Charakterisierung der Tunnelkontakte

Die Darstellung einer Strom-Spannungs-Charakteristik (IVC) in Fig. 5.3 illustriert die räumlichen Mittelwerte der Tunnelkontaktparameter die gewöhnlich aus einer IVC gewonnen werden können. Der nichtlineare Widerstand der Quasiteilchen-Tunnelcharakteristik wird durch $\bar{\sigma}_n = J/V$ für $V >> V_g$ und $\bar{\sigma}_{SG} = J/V$ für $V = 2$ mV charakterisiert, wobei $V_g = \Delta_1 + \Delta_2/e$ die Summe der Energielückenspannungen ist. $\Delta_1$ und $\Delta_2$ sind die Energielückenparameter der Grund- und der Deckelektrode. Sie sind für den Fall, daß beide Elektroden aus einer Blei-Indium-Legierung bestehen, etwa gleich groß, d.h. $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta$. $I_1$ ist der maximale Paarstrom und $\Delta I_q$ der extrapolierte Stromanstieg in der Einteilchen-Tunnelcharakteristik bei $V = V_g$. Sehr häufig wird als Güteparameter für einen Tunnelkontakt die Spannung $V_m = J_1/\bar{\sigma}_{SG}$ verwendet. Da bei sehr großen Tunnelkontakten $I_1$ durch Eigenfeldeffekte begrenzt werden kann, ist die Bestimmung von $J_1$ aus $I_1$ schwierig. Deshalb wird im folgenden die Beziehung $V_m = k \cdot \Delta I_q/\bar{\sigma}_{SG} \cdot F$ verwendet, wobei F die Tunnelkontaktfläche ist und $k = 0.7$ angenommen wird [5.7]. Ein zu $V_m$ äquivalenter Wert ist das Verhältnis der beiden Leitfähigkeiten $\bar{\sigma}_{SG}/\bar{\sigma}_n$.

In Tab. 5.1 und 5.2 sind die charakteristischen Parameter einiger Einzel- und Doppeltunnelkontakte aufgelistet.

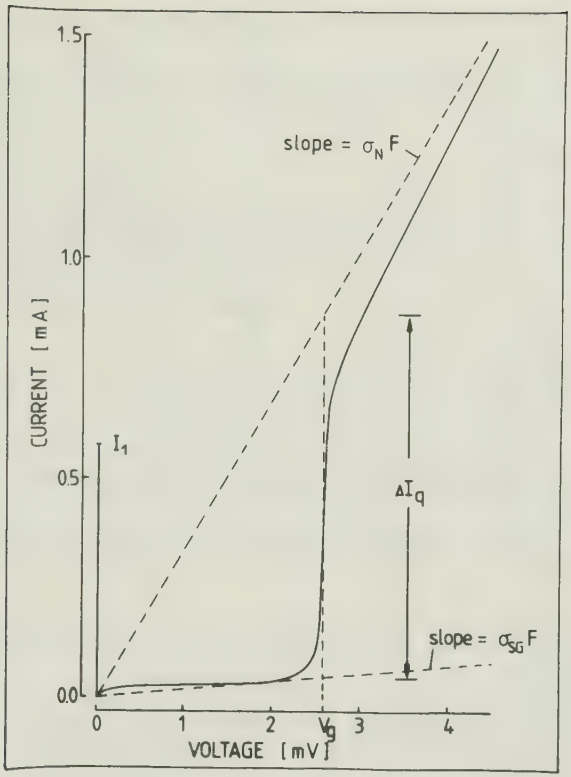



Fig. 5.3: IVC eines Tunnelkontaktes zur Illustration der Parameter zur Charakterisierung der räumlich gemittelten Tunnelkontakteigenschaften $\bar{\sigma}_n$, $\bar{\sigma}_{SG}$, $I_1$ $\Delta I_q$ und $V_g$.

Daraus lassen sich Zusammenhänge zwischen den Herstellungsbedingungen und den charakteristischen Parametern der Tunnelkontakte ablesen. Diese Zusammenhänge sollen nun näher erörtert werden.

Tabelle 5.1: Tunnelkontaktdaten, Einzel-Tunnelkontakte

| Probe Nr. | Grundelektrode | | | | Deckelektrode | | | Oxidation | | | | IVC-Daten | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | Dicke[Å] | In wt% | Au wt% | Substr.-kühlung | Dicke [Å] | Au wt% | Substr.-kühlung | Oxid.-art | $P_{O2}$ [Pa] | Zeit | Kathod.-spannung | $\overline{\sigma}_n$ [1/Ω cm$^2$] | $\overline{\sigma}_n/\overline{\sigma}_{SG}$ |
| P1-1(ω) | 3000 | 8 | 2 | nein | 5000 | 4 | nein | Pl | 4,0 | 15min | 250 V | $3,0x10^{+4}$ | 3,6 |
| P2-1(ω) | 3000 | 8 | 2 | nein | 5000 | 1,5 | nein | Pl | 5,0 | 15min | 250 V | $9,0x10^{+3}$ | 5,4 |
| P3-1(ω) | 3000 | 10 | 0 | nein | 5000 | 4 | nein | Pl | 7,0 | 15min | 250 V | $5,0x10^{3}$ | 6,0 |
| P4-1(ω) | 3000 | 10 | 0 | nein | 5000 | 2 | nein | Pl | 7,0 | 15min | 300 V | $4,6x10^{3}$ | 3,6 |
| P5-1A(c) | 3000 | 10 | 0 | nein | 5000 | 2 | nein | Pl | 4,0 | 15min | 300 V | $1,9c10^{4}$ | 3,0 |
| P5-1B(c) | 3000 | 10 | 0 | ja | 5000 | 2 | nein | Pl | 6,0 | 15min | 250 V | $5,5x10^{3}$ | 6,6 |
| P6-1A(c) | 3000 | 10 | 0 | nein | 5000 | 3,0 | nein | Pl | 2,0 | 15min | 300 V | $1,8x10^{5}$ | 3,0 |
| P6-1B(c) | 3000 | 10 | 0 | nein | 5000 | 3,0 | nein | Pl | 2,0 | 15min | 250 V | $2,2x10^{5}$ | 3,0 |
| P7-1A(ω) | 2000 | 10 | 0 | ja | 3000 | 3,0 | nein | Pl | 2,0 | 15min | 250 V | $2x10^{5}$ | 2,5 |
| P8-1B(ω) | 2000 | 10 | 0 | ja | 3000 | 3,0 | nein | Pl | 8,0 | 15min | 250 V | $3,3x10^{3}$ | 8,0 |
| P11-2A(ω) | 2000 | 8 | 0 | ja | 3000 | 3,0 | nein | Pl | 3,0 | 15min | 250 V | $6,5x10^{4}$ | 7,0 |
| T17-1A(ω) | 2000 | 9 | 0 | ja | 4000 | 3,0 | ja | th | $4x10^{4}$ | 6 h | --- | $2,0c10^{5}$ | 12,8 |
| T17-1B(ω) | 2000 | 9 | 0 | ja | 4000 | 3,0 | ja | th | $4x10^{4}$ | 6 h | --- | $2,1x10^{5}$ | 13,0 |
| T19-1A(c) | 2000 | 9 | 0 | nein | 4000 | 3,0 | nein | th | $4x10^{4}$ | 6 h | --- | $2,9x10^{5}$ | 6,8 |
| T19-1B(c) | 2000 | 9 | 0 | nein | 4000 | 3,0 | nein | th | $4x10^{4}$ | 6 h | --- | $3,3x10^{5}$ | 6,4 |
| T23-1A(ω) | 2000 | 10 | 0 | ja | 3000 | 3,0 | ja | th | 400 | 4 h | --- | $9,5x10^{5}$ | 7,1 |
| T24-1B(ω) | 2000 | 10 | 0 | ja | 3000 | 3,0 | ja | th | $1x10^{3}$ | 2 h | --- | $1,5x10^{6}$ | 3,7 |

ω = Window-Tunnelkontakt, c = Cross-line-Tunnelkontakt, Pl = Plasmaoxidation, th = thermische Oxidation

Die Definition der Parameter $\overline{\sigma}_n$ und $\overline{\sigma}_{SG}$ ist in Fig. 5.3 gegeben.

Tabelle 5.2: Tunnelkontaktdaten - Doppeltunnelkontakte

Alle Oxidbarrieren wurden durch thermische Oxidation hergestellt. Tunnelkontakte mit derselben Probennummer wurden mit denselben Herstellungsbedingungen auf einem Substrat hergestellt. Die Definition von $\bar{\sigma}_n/\bar{\sigma}_{SG}$ ist durch Fig. 5.3 gegeben. Die Injektorkontakte (obere Zeile) sind Inlinekontakte, die Detektorkontakte (untere Zeile) sind Window-Kontakte.

| Probe Nr. | Metallfilme Dicke [Å] | In wt% | Bi wt% | Substr.-kühlung | Oxidation $P_{O2}[P_a]$ | Zeit | IVC-Daten $\bar{\sigma}_n(1/\Omega cm^2)$ | $\bar{\sigma}_n/\bar{\sigma}_{SG}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 41-B | 1000 | 15 | 0 | nein | $6x10^4$ | 2 h | $3 \times 10^4$ | 4,8 |
| | 1300 | 11 | 0 | nein | | | | |
| | 4000 | 0 | 0 | nein | $6x10^4$ | 2 h | $2,2 \times 10^4$ | 9,0 |
| 54-A | 1050 | 14 | 0 | nein | $6x10^4$ | 2 h | $2,2 \times 10^4$ | 5,4 |
| | 1500 | 7 | 0 | nein | | | | |
| | 4000 | 0 | 10 | nein | $6x10^4$ | 2 h | $1,4 \times 10^4$ | 8.8 |
| 56-A(B) | 950 | 16 | 0 | nein | $6x10^4$ | 2h45' | $5,8x10^4(4,5x10^4)$ | 4,2(4,8) |
| | 1300 | 13 | 0 | nein | | | | |
| | 5700 | 0 | 10 | nein | $6x10^4$ | 10h20' | $5,0x10^3(6,6x10^3)$ | 8,4(0,6) |
| 64-A | 950 | 17 | 0 | nein | $6x10^4$ | 2 h | $1,0 \times 10^4$ | 4,2 |
| | 1500 | 9 | 0 | nein | | | | |
| | 3500 | 0 | 0 | nein | $6x10^4$ | 2 h | $2,2 \times 10^3$ | 8,4 |
| 63-A(B) | 1000 | 16 | 0 | nein | $1x10^4$ | 2 h | $1,0x10^5(0,5x10^4)$ | 3,6(3,6) |
| | 700 | 8 | 0 | nein | | | | |
| | 4000 | 0 | 0 | nein | $6x10^4$ | 2 h | $5,0x10^3(5 \times 10^3)$ | 7,2(7,2) |
| 78-A(B) | 1000 | 15 | 0 | ja | $6x10^4$ | 2h30' | $1,25x10^4(9,5x10^4)$ | 6,6(7,8) |
| | 1500 | 13 | 0 | ja | | | | |
| | 3500 | 6 | 0 | nein | $6x10^4$ | 6 h | $2,8x10^4(2,8x10^4)$ | 9,5(9,8) |
| 79-A(B) | 1000 | 11 | 0 | ja | $6x10^4$ | 6 h | $3,4x10^3(3,1x10^3)$ | 8,6(8,0) |
| | 1700 | 11 | 0 | ja | | | | |
| | 3900 | 5 | 0 | nein | $6x10^4$ | 6 h | $3,3x10^3(3,3x10^3)$ | 10,0(10,0 |
| 82-A(B) | 800 | 9,8 | 0 | ja | $1x10^2$ | 6 h | $1,7x10^5(1,9x10^5)$ | 2,0(2,0) |
| | 1000 | 10,4 | 0 | ja | | | | |
| | 2400 | 5,4 | 0 | ja | $8x10^4$ | 6 h | $2,4x10^4(2,4x10^4)$ | 17,0(16,9 |
| 83-A(B) | 800 | 9,8 | 0 | ja | $1x10^2$ | 6 h | $2,9x10^5(2,9x10^5)$ | 1,8(1,8) |
| | 1000 | 10,4 | 0 | ja | | | | |
| | 2400 | 5,4 | 0 | ja | $8x10^4$ | 6 h | $1,8x10^4(3,0x10^4)$ | 16,0(16,0 |
| 84-A | 900 | 9,8 | 0 | ja | $1x10^2$ | 6 h | $2,8 \times 10^5$ | 1,8 |
| | 1000 | 10,4 | 0 | ja | | | | |
| | 2400 | 5,4 | 0 | ja | $8x10^4$ | 6 h | $1,8 \times 10^4$ | 16,4 |
| 93-B | 725 | 15 | 0 | ja | $6x10^4$ | 21 h | $5,0 \times 10^5$ | 2,6 |
| | 980 | 8 | 0 | ja | | | | |
| | 2160 | 4 | 0 | ja | $6x10^4$ | 16h30' | $7,1 \times 10^4$ | 15,8 |
| 98-A | 900 | 10 | 0 | ja | $6x10^4$ | 19 h | $1,1 \times 10^6$ | 4,2 |
| | 1300 | 10,4 | 0 | ja | | | | |
| | 2700 | 3,3 | 0 | ja | $6x10^4$ | 19 h | $7,6 \times 10^4$ | 16,7 |

5.5.2 Hochfrequenz-plasmaoxiderte Tunnelkontakte

Der entscheidende Vorteil der Hochfrequenz-Plasmaoxidation ist die Tatsache, daß es sich bei diesem Prozeß um einen zeitlichen Sättigungsprozeß handelt, d.h. die hergestellte Oxidschichtdicke ist nicht von der Oxidationszeit abhängig. Nach Greiner [5.16] ist die Sättigungsoxidschichtdicke gegeben durch $x_L = x_o . ln(k/R)$. Dabei sind $x_o$ und k die charakteristischen Parameter für den Oxidationsprozeß, R ist die Sputterrate. Die Parameter $x_o$ und k hängen von der Temperatur und dem Sauerstoffpartialdruck bei der Oxidation ab, die Sputterrate R hängt von der Kathodenspannung und dem beim Prozeß vorliegenden Absolutdruck ab. Durch Variation dieser Parameter kann die Sättigungsdicke $x_L$ eingestellt werden.

Fig. 5.4 zeigt die Änderung der Tunnelleitfähigkeit $\bar{\sigma}_n$ bei Variation des Sauerstoffdrucks $P_{02}$ bei sonst konstanten Parametern. Da die Oxidationsrate bei wachendem Sauerstoffdruck größer werden sollte, erwartet man nach Greiner eine abnehmende Tunnelleitfähigkeit, wenn die Sputterrate konstant ist. Dies wird experimentell auch beobachtet. Die Gründe dafür sind allerdings von anderer Natur als beim Greiner-Prozeß.

Von Baker und Magerlein [5.14, 5.15] wurde die durch Plasmaoxidation und thermische Oxidation auf PbInAu-Legierungen hergestellte Oxidbarriere mit Ellipsometrie und Augerelektronen-Spektroskopie eingehend untersucht und mit den IVC's der Tunnelkontakte verglichen. Sie fanden heraus, daß die Oxidbarriere fast ausschließlich aus $In_2O_3$ besteht. Die Oxiddicke beträgt für thermisch oxidierte Tunnelkontakte etwa 3 nm und für plasmaoxidierte 4,5 - 7 nm. Das wichtigste Ergebnis war allerdings, daß die Tunnelleitfähigkeit sehr wenig von der Dicke der Oxidschicht abhing. Dieses Ergebnis konnte nur dadurch erklärt werden, daß der Tunnelprozeß durch eine Schottky-Barriere im Indiumoxid an der Grenzfläche zur Gegenelektrode geschieht. Eine solche Barriere, die mit dem bekannten Verhalten von

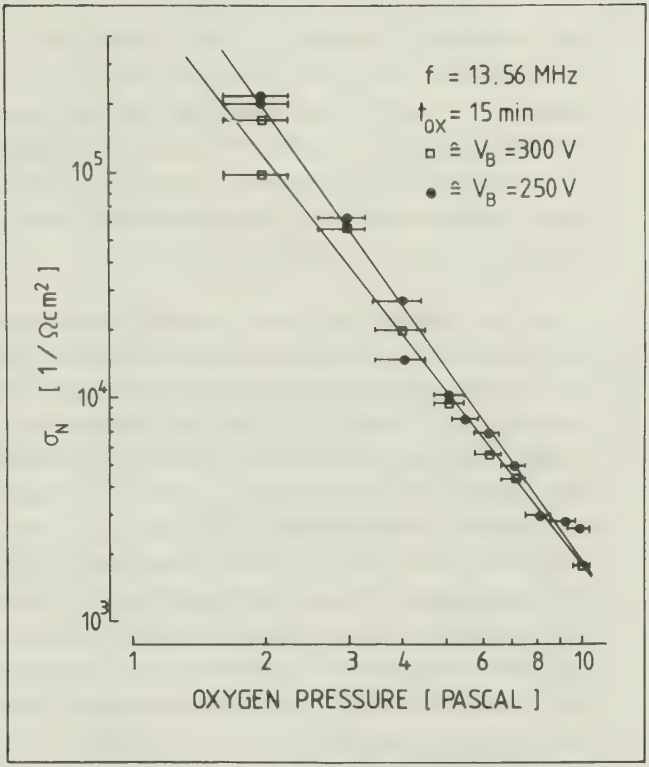



Fig. 5.4: Abhängigkeit der Tunnelleitfähigkeit $\bar{\sigma}_n$ vom Sauerstoffdruck bei der Plasmaoxidation für die Kathodenspannungen $V_B$ = 250 V und 300 V. Die Oxidationszeit betrug 15 min, die Frequenz 13.56 MHz.

$In_2O_3$ als degenerativ dotierem Halbleiter übereinstimmt, erklärt außer der Unabhängigkeit der Tunnelleitfähigkeit von der Oxiddicke auch die Unabhängigkeit der Tunnelkontaktkapazität von der Oxiddicke.

Außerdem wurde herausgefunden, daß das Hinzufügen einer sehr dünnen, monoatomaren Schicht $PbO_x$ auf die Oberfläche der Barriere sowohl bei den plasmaoxidierten wie auch

den thermisch oxidierten Tunnelkontakten zu einer wesentlichen Verringerung der Tunnelleitfähigkeit führt, während die Gegenwart von PbO innerhalb der Oxidschicht wenig an der Tunnelleitfähigkeit ändert. Bei der Hochfrequenz-Plasmaoxidation entsteht das Bleioxid an der Barrierenoberfläche durch Rückstreuung von Bleiatomen von der Kathodenoberfläche, falls diese mit Blei beschichtet ist.

Da in unserem Fall die Kathode des verwendeten Sputterkopfes mit Blei überzogen war, trat der Rückstreuprozeß von $PbO_x$ bei der Herstellung aller Oxidbarrieren auf. Dies erklärt erstens die kleineren Tunnelleitfähigkeiten ($\bar{\sigma}_n < 3 \times 10^5$ $1/\Omega cm^2$) bei den plasmaoxidierten Tunnelkontakten gegenüber den wesentlich höheren ($\bar{\sigma}_n < 2 \times 10^6$ $1/\Omega cm^2$) bei den thermisch oxidierten Tunnelkontakten (siehe Tabelle 5.1 und 5.2). Zweitens kann dadurch die Zunahme der Tunnelleitfähigkeit mit abnehmendem Sauerstoffdruck erklärt werden, da mit abnehmendem Druck die Rückstreurate kleiner wird. Fig. 5.5 zeigt, daß durch Variation des Sauerstoffdrucks die Tunnelleitfähigkeit gezielt eingestellt werden kann. Der Mechanismus, der dies zuläßt, ist aber ein anderer als beim Greiner-Prozeß.

Die Genauigkeit mit der eine bestimmte Tunnelleitfähigkeit erzielt werden kann, hängt von der Reproduzierbarkeit der Prozeßparameter ab. Die relativ große Streuung der Meßwerte in Fig. 5.4 basiert hauptsächlich auf der schlechten Kontrollierbarkeit des Sauerstoffdruckes. Durch Verwendung eines genaueren Drucksensors (Kapazitätsmanometer) und einer automatischen Druckregelung kann hier allerdings eine wesentliche Verbesserung erzielt werden. Trotz der relativ großen Streuung der Meßwerte läßt sich aus Fig. 5.4 der Zusammenhang $\ln\sigma_n \sim - \ln P_{O2}$ ablesen. Dieser Zusammenhang wurde auch von Greiner et al. [5.4] gefunden.

Die Abhängigkeit der Tunnelleitfähigkeit von der Kathodenspannung war relativ gering. Von J. M. Baker [5.24] wurde gefunden, daß die $PbO_x$-Schichtdicke nach einer bestimmten

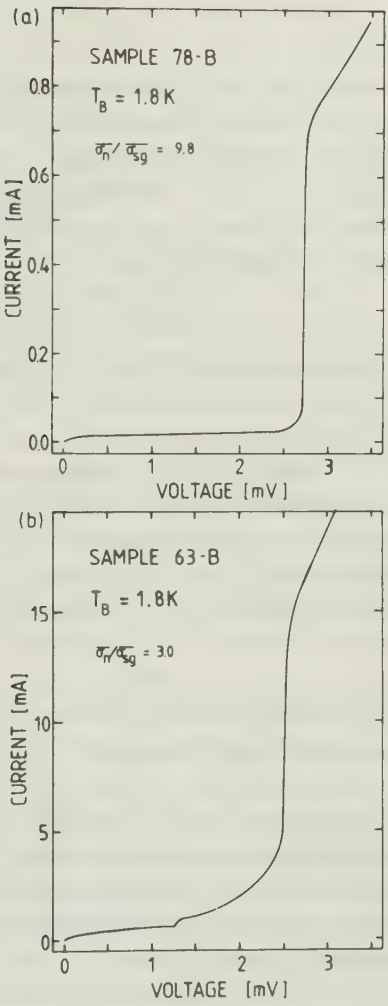



Fig. 5.5: IVC's von hochfrequenz-plasmaoxidierten Tunnelkontakten mit unterschiedlichen Leckströmen im thermischen Tunnelgebiet. Der Josephson-Tunnelstrom ist durch ein Magnetfeld unterdrückt.

Zeit einen von der Kathodenspannung fast unabhängigen Wert erreicht. Bei einer Variation der Kathodenspannung ändert sich nur die Zeit, nach der sich dieser Sättigungswert eingestellt hat. Da in unserem Fall die Oxidationszeiten lang genug waren, um die Sättigungsdicke zu erreichen, erwartet man die beobachtete Unabhängigkeit der Tunnelleitfähigkeit von der Kathodenspannung.

Neben einer gezielt einstellbaren Tunnelleitfähigkeit $\bar{\sigma}_n$ ist für die meisten Anwendungen von Tunnelkontakten ein möglichst hoher Wert des Verhältnisses $\bar{\sigma}_n/\bar{\sigma}_{SG}$ wichtig. Die Tabellen 5.1 und 5.2 zeigen, daß $\bar{\sigma}_n/\bar{\sigma}_{SG}$ bei gleichem Flächenwiderstand stark variieren kann. Die Ursachen dafür sollen nun kurz erörtert werden.

Fig. 5.5 zeigt die IVC's zweier Tunnelkontakte mit unterschiedlichen Werten für $\bar{\sigma}_n/\bar{\sigma}_{SG}$. Der kleinere $\bar{\sigma}_n/\bar{\sigma}_{SG}$-Wert des Tunnelkontakts in Fig. 5.5a kommt durch den hohen Tunnelstrom für Spannungen $V < V_g$ zustande. Dieser Subgapstrom ist um mehr als eine Größenordnung größer als der Strom, den man aufgrund des Tunnelns der thermisch angeregten Quasiteilchen bei einem idealen Tunnelkontakt erwartet. Für diesen zusätzlichen Tunnelstrom, der oft auch als Leckstrom bezeichnet wird, kommen folgende Ursachen in Frage:

(a) Normalleitende Übergangsschichten zwischen Tunnelbarriere und supraleitender Elektrode [5.17, 5.18].
(b) Vielteilchentunneln [5.19]
(c) Subharmonisches Tunneln [5.20]
(d) Paramagnetische Verunreinigungen [5.21]
(e) elastische Streuung in einer Übergangsschicht zwischen Tunnelbarriere und supraleitender Elektrode [5.22]
(f) Resonantes Tunneln [5.23]

Die genauen physikalischen Ursachen für die einzelnen Prozesse, die zu Leckströmen führen, sind in der angegebenen Literatur ausführlich beschrieben und werden hier nicht erläutert.

Der auffallendste Unterschied zwischen den beiden Quasiteilchen-Tunnelcharakteristiken in Fig. 5.5 ist der starke Anstieg des Tunnelstroms bei etwa der Hälfte der Summengapspannung in Fig. 5.5a. Dieser Anstieg bei $\Delta_1/e$ bzw. $\Delta_2/e$ (in unserem Fall ist $\Delta_1 \approx \Delta_2 = \Delta$) deutet natürlich auf

subharmonisches oder Vielteilchentunneln hin. Subharmonisches Tunneln tritt besonders in Kontakten mit metallischen Kurzschlüssen auf [5.25]. In diesem Fall würde man allerdings auch bei tiefen Temperaturen ($T/T_c < 0.5$) Subgapströme erwarten, die mit der Spannung am Kontakt anwachsen. Bei tiefen Temperaturen wurde experimentell aber ein starkes Abnehmen des Subgapstroms für Spannungen kleiner als $\Delta/e$ beobachtet, während der Strom für $V > \Delta/e$ kaum abnahm. Somit kann subharmonisches Tunneln mit großer Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden.

Hinsichtlich des Vielteilchentunnelns erwartet man bei $V = \Delta/e$ eine Tunnelwahrscheinlichkeit, die proportional zur 4.Potenz des Tunnelmatrixelements ist. Deshalb sollte sich das Vielteilchentunneln besonders bei Tunnelkontakten mit hoher Tunnelleitfähigkeit bemerkbar machen. Dies konnte experimentell nicht beobachtet werden. Außerdem ist die Größe der Tunnelstromzunahme bei $V = \Delta/e$, die theoretisch aufgrund von Vielteilchentunneln erwartet wird, wesentlich kleiner als die experimentell beobachtete.

Eine einfache Erklärung für die Zunahme des Subgapstroms bei $V = \Delta/e$ ist die Existenz von normalleitenden Gebieten im Indiumoxid [5.26]. Dadurch erhält man einen Tunnelprozeß zwischen den supraleitenden Elektroden und normalleitenden Gebieten (SNIS oder SNINS-Struktur), woraus der starke Anstieg des Subgapstroms bei $V = \Delta/e$ und die beobachtete Abnahme des Subgapstroms für $V < \Delta/e$ mit kleiner werdenden Temperaturen resultiert. Die normalleitenden Gebiete entstehen dadurch, daß $In_2O_3$ sehr leicht von seiner Stöchiometrie zugunsten von Indium-Überschußdefekten und Sauerstoff-Defizitdefekten abweicht. Dieses Indiumoxid verhält sich wie ein n-Typ Halbleiter. Durch Messung des optischen Absorptionskoeffizienten des Oxids wurden Donatordichten von $N_D > 10^{20}\ cm^{-3}$ ermittelt [5.26]. Bei diesen Donatordichten handelt es sich bei $In_2O_3$ um einen degenerierten Halbleiter [5.15]. Der hohe Subgapstrom kann deshalb durch das

Tunneln zwischen den supraleitenden Elektroden und den metallähnlichen Gebieten mit hoher Ladungsträgerdichte im Barrierenoxid erklärt werden.

Die Verteilung der metallähnlichen Einschlüsse im Barrierenoxid ist sicherlich nicht homogen und hängt wahrscheinlich von dem Anteil des Bleioxids in der Barriere, von der Korngröße der Metallfilme und der Indiumkonzentration ab. Bei der experimentellen Untesuchung der räumlichen Homogenität der Quasiteilchen-Tunnelstromdichte konnte allerdings kein Unterschied zwischen Tunnelkontakten mit hohen und niedrigen $V_m$-Werten festgestellt werden. Daraus kann der Schluß gezogen werden, daß die räumliche Ausdehnung der Gebiete mit hoher Ladungsträgerkonzentration kleiner als die räumliche Auflösung der Meßmethode ($\approx$ 1 µm) ist. Für eine weitergehende Untersuchung der Ursachen der Subgapströme sind gezielte Untersuchungen der Oxidstruktur notwendig, die im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt wurden. Folgende qualitative Zusammenhänge konnten festgestellt werden:

(a) Tunnelkontakte mit feinkörnigen Elektroden besaßen höhere $V_m$-Werte
(b) Mit steigendem Indiumgehalt in den Elektroden wurden die $V_m$-Werte kleiner
(c) Ein Sputterreinigungsprozeß vor der rf-Oxidation verschlechtert die $V_m$-Werte.

Abschließend muß noch darauf hingeweisen werden, daß aufgrund der in den meisten Fällen sehr hohen Defektdichte des Indiumoxids das resonante Tunneln über lokalisierte Zustände eine wichtige Rolle spielen kann. Untersuchungen hierzu wurden nicht durchgeführt. Die unter (d) und (e) genannten Prozesse können für Tunnelkontakte aus Bleilegierungen vernachlässigt werden.

### 5.5.3 Thermisch oxidierte Tunnelkontakte

Beim thermischen Oxidationsprozeß wurden die Metallfilme sofort nach Beendigung des Aufdampfprozesses einer reinen Sauerstoffatmosphäre ausgesetzt. Der Sauerstoffdruck wurde dabei zwischen 1 und $10^5$ Pa variiert. Die auf gekühlte Substrate aufgedampften Metallfilme wurden vor der Oxidation auf Zimmertemperatur erwärmt. Aus der Literatur [5.10] ist bekannt, daß sich bei sehr kleinem Sauerstoffdruck ($p < 10$ Pa) eine epitaktische Indiumoxidschicht auf den Körnern des PbIn-Films bildet. Dagegen soll sich bei hohem Sauerstoffdruck ($p > 10^4$ Pa) ein PbO-$In_2O_3$ Mischoxid bilden. Das epitaktische Indiumoxid soll außerdem durch die nachfolgenden Photolithographieprozesse nicht verändert werden. Da keine oberflächenanalytischen Untersuchungen durchgeführt werden konnten, ist nicht bekannt, inwieweit diese Beobachtungen auch für die in dieser Arbeit hergestellten Oxidbarrieren zutreffen.

Gegenüber dem Hochfrequenz-Plasmaoxidationsprozeß hat der thermische Oxidationsprozeß den großen Nachteil, daß die Tunnelleitfähigkeit $\bar{\sigma}_n$ nicht reproduzierbar durch die Wahl der gleichen Oxidationsparameter hergestellt werden kann. (vergleiche Tab. 5.1 und 5.2). Die große Streuung der $\bar{\sigma}_n$-Werte wird dadurch verursacht, daß die erzeugte Oxidschicht bei dem zur Herstellung der Deckelektrode notwendigen Photolithographieprozeß mehreren chemischen Substanzen (Entwickler, Photolack, Wasser) und der Luftatmosphäre ausgesetzt ist. Die dabei auftretenden Veränderungen der Oxidschicht können nicht kontrolliert werden. Bei der Plasmaoxidation wurde die Deckelektrode dagegen, ohne das Vakuum zu brechen, sofort nach dem Oxidationsprozeß aufgebracht, so daß die hergestellte Oxidschicht keinen unkontrollierbaren Einflüssen ausgesetzt war.

Der Vorteil der thermischen Oxidation besteht darin, daß mit ihrer Hilfe im Vergleich zur Plasmaoxidation Tunnelkontakte mit wesentlich höherer Tunnelleitfähigkeit hergestellt werden können. Die Gründe hierfür wurden bereits

in Kapitel 5.5.2 diskutiert. Die sehr hohen Tunnelleitfähigkeiten wurden vor allem für die Injektoren der Doppeltunnelkontakte benötigt, um hohe Quasiteilchen-Injektionsraten zu erreichen. Die Größe des Subgapstroms ist bei den mit thermischer Oxidation hergestellten Tunnelkontakten im Mittel geringfügig kleiner als bei den mit Plasmaoxidation hergestellten. Einen großen Einfluß auf die Größe des Subgapstroms hat hierbei auch die Feinkörnigkeit der Grundelektrode. Tunnelkontakte, deren Grundelektrode auf ein gekühltes Substrat aufgedamft wurde, zeigten einen wesentlich geringeren Subgapstrom. Dasselbe Ergebnis wurde von H.-C. W. Huang et al. [5.7] gefunden.

Tabelle 5.2 zeigt, daß bei den Doppeltunnelkontakten das Verhältnis $\bar{\sigma}_n/\bar{\sigma}_{SG}$ für die Detektorkontakte wesentlich größer ist als für die Injektorkontakte, d.h., die Injektorkontakte besitzen einen wesentlich höheren Subgapstrom. Die Ursache hierfür ist mit großer Wahrscheinlichkeit die zusätzliche thermische Belastung des Injektorkontakts bei der Herstellung des Detektorkontakts. Thermische Belastungen resultieren hierbei aus dem Härten des Photolacks ($80^{\circ}$ C, 30 min) und aus der Kühlung des Substrats beim Aufdampfen der Detektordeckelektrode (siehe Tab. 5.2). Es ist zu erwarten, daß sich durch diese thermischen Prozesse die Oxidstruktur verändert und zwar in Richtung eines Oxids mit höherer Defektdichte. Dies wiederum führt zu höheren Subgapströmen.

Fig. 5.6 zeigt eine Lichtmikroskopaufnahme eines mit den in diesem Kapitel beschriebenen Verfahren hergestellten Doppeltunnelkontakts. Die großflächigen Kontaktbänke zur Verbindung mit den Zuleitungsdrähten sind bei dieser Aufnahme nicht gezeigt.

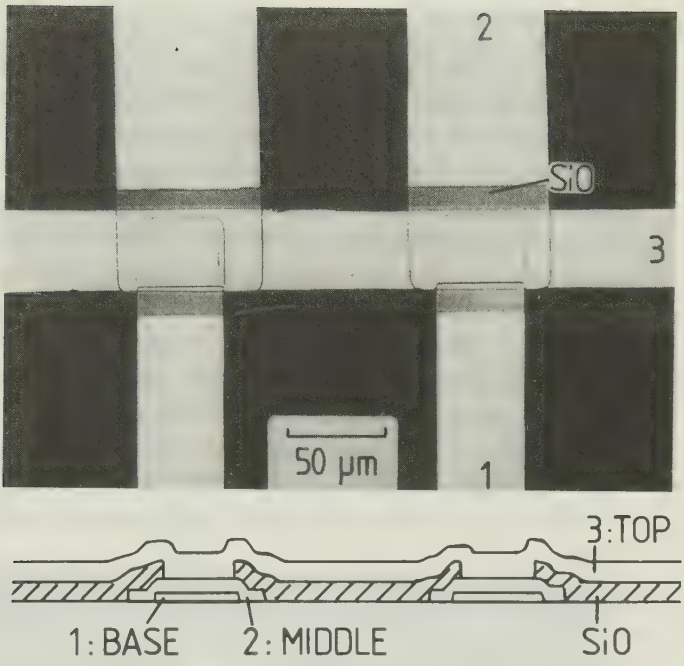



Fig. 5.6: Lichtmikroskopbild eines Doppeltunnelkontaktes. Die Grundelektrode (1) und die mittlere Elektrode (2) bilden den Injektorkontakt, die mittlere und die Deckelektrode (3) bilden den Detektorkontakt, wobei hier die Tunnelkontaktfläche durch ein SiO-Fenster bestimmt wird. Der horizontale Schnitt durch die Struktur dient zur Veranschaulichung des Schichtaufbaus.

## 5.6 Stabilität der Tunnelbarriere

a) Stabilität bei thermischem Zyklen:

Sowohl für thermisch als auch für plasmaoxidierte Tunnelkontakte wurde festgestellt, daß die Tunnelleitfähigkeit nach thermischem Zyklen zwischen Helium- und Zimmertemperatur zunimmt. Ein thermischer Zyklus zwischen Heliumtemperatur (4.2 K) und etwa 100 K hatte dagegen keine oder nur geringfügige Änderungen der Tunnelleitfähigkeit zur

Folge. Außer einer Erhöhung der Tunnelleitfähigkeit beim Zyklen zwischen Helium- und Zimmertemperatur wurde auch eine Zunahme des Leckstroms im thermischen Tunnelbereich beobachtet. Dies deutet darauf hin, daß sich das Barrierenoxid durch die thermischen Belastungen zu einem Oxid mit höherer Defektdichte entwickelt (vergleiche hierzu auch Kap. 5.5.3). Ferner wurde beobachtet, daß die Barriere durch das thermische Zyklen mehr und mehr inhomogen wird. Fig. 5.7 zeigt exemplarisch wie die zunächst sehr homogene Stromdichteverteilung inhomogen werden kann. Die stark erhöhte Stromdichte an der Vorderseite des Tunnelkontaktes (Fig. 5.7b) kann auch der Vorbote eines Hillocks sein. Es hat sich gezeigt, daß Tunnelkontakte, die eine, wie in Fig. 5.7b gezeigte, stark inhomogene Stromdichteverteilung

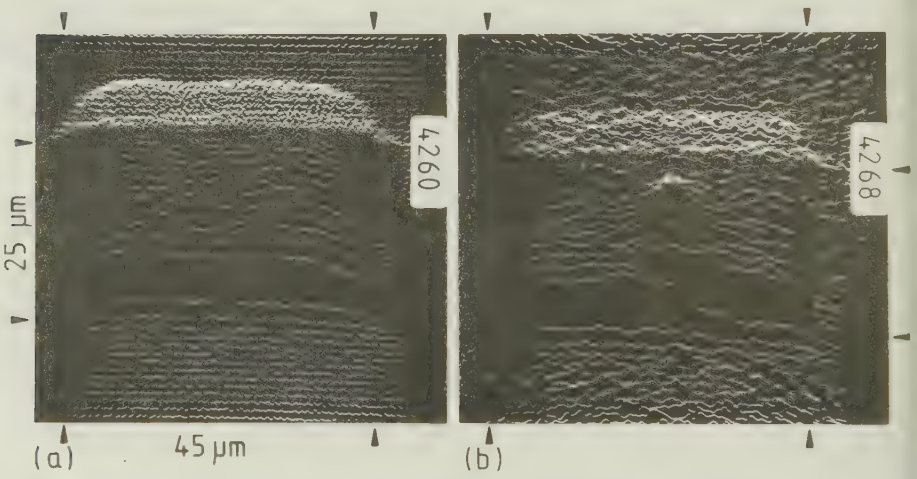



Fig. 5.7: Quasiteilchen-Tunnelstromdichte des Tunnelkontakts T19-1A vor (a) und nach zweimaligem thermischen Zyklen (b). Bild (b) zeigt die durch das thermische Zyklen entstandene inhomogene Stromverteilung. Die Pfeile markieren die Ränder des Tunnelkontaktes (Bilddaten: $T_B$= 4.2 K, $f_{mod}$= 20 kHz, $p_{el}=1{,}3\cdot10^{-5}$Watt

aufwiesen, nach nochmaligem thermischen Zyklen einen supraleitenden Kurzschluß hatten. Über diese qualitativen Feststellungen hinaus können hinsichtlich der Strukturänderung der Barriere leider keine Aussagen gemacht werden.

b) Stabilität bei Elektronenbestrahlung:

Bei Vermeidung von elektrostatischen Aufladungen und allzu großen lokalen Erwärmungen des Tunnelkontakts erwies sich die Barriere als sehr stabil bei Elektronenbestrahlung, d.h., die Barriere wurde durch die Elektronenbestrahlung nicht zerstört. Es wurde aber beobachtet, daß die Tunnelleitfähigkeit $\bar{\sigma}_n$ durch die homogene Bestrahlung des Tunnelkontaktes (bei 4.2 K für etwa 5 Minuten) um etwa den Faktor 2 kleiner wurde, wobei das Verhältnis $\bar{\sigma}_n/\bar{\sigma}_{SG}$ und die Homogenität der Barriere gleich blieben. Nach Abschalten des Elektronenstrahls blieb $\bar{\sigma}_n$ konstant auf dem niedrigeren Wert. Erst nach Aufwärmen des Kontaktes auf etwa 77 K und erneutem Abkühlen erreichte $\bar{\sigma}_n$ den ursprünglichen Wert. Erneute Elektronenbestrahlung reduzierte $\bar{\sigma}_n$ von neuem.

Die Ursache für dieses Phänomen ist zur Zeit noch unklar. In der Literatur [5.27] wird bisher nur die Zunahme von $\bar{\sigma}_n$ durch Elektronenbestrahlung berichtet. Dies kann leicht durch eine Erhöhung der Defektdichte des Barrierenoxids durch die hochenergetischen Elektronen erklärt werden. Eine mögliche Erklärung für die Abnahme von $\bar{\sigma}_n$ durch Elektronenbestrahlung ist der Einfang von Elektronen in der Tunnelbarriere. Dies führt zu einer Aufladung der Tunnelbarriere und damit zu einer Erhöhung der Tunnelbarriere. Durch Rauschmessungen an sehr kleinen PnInAu-Pb Tunnelkontakten [5.28] wurde festgestellt, daß solche Aufladungen durch den Einfang von tunnelnden Elektronen möglich sind. Die Lebensdauer eines eingefangenen Elektrons betrug aber nur etwa 100 msec. Um die Erniedrigung der Tunnelleitfähigkein durch den Einfang von Strahlelektronn in der Tunnelbarriere erklären zu können, müßte deren Lebensdauer in unserem Fall im Stundenbereich liegen. In zukünftigen Messungen sollte deshalb geklärt werden, ob und mit welcher charakteristischen Zeit sich die Tunnelleitfähigkeit nach Abschalten des Elektronenstrahls ändert.

## 6. EXPERIMENTELLE TECHNIKEN

Die prinzipielle Funktionsweise eines Raster-Elektronenmikroskops und die zur Untersuchung von Tieftemperaturphänomenen notwendige Kryostufe wurden in Kapitel 2 bereits beschrieben. In diesem Kapitel sollen die speziellen experimentellen Techniken erörtert werden, die zur Detektion der räumlichen Verteilung der verschiedenen Tunnelkontaktparameter benutzt werden. Dabei wird in folgendem nur auf die beiden Problemkreise Elektronenoptik und Detektion des Probensignals eingegangen, andere experimentelle Erfordernisse wie Kryotechnik, Temperaturstabilisierung oder Abschirmung von Magnetfeldern werden hier nicht diskutiert.

### 6.1 Elektronenoptik

Für die durchzuführenden Messungen ist es notwendig, die supraleitenden Tunnelkontakte gezielt an einem Punkt mit einem scharf fokussierten Elektronenstrahl variabler Intensität zu stören, bzw. den gesamten Tunnelkontakt abzurastern. Dies ist mit jedem kommerziellen REM möglich. In Kapitel 3 und 4 wurde gezeigt, daß durch eine hochfrequente Modulation der Elektronenstrahlintensität eine Verbesserung der Auflösung bei der Untersuchung räumlicher Strukturen in supraleitenden Tunnelkontakten erreicht werden kann. Außerdem ist es für die Untersuchung transienter Phänomene notwendig, sehr kurze, genau definierte Elektronenstrahlpulse erzeugen zu können. Mit den meisten REM's ist die Erzeugung von sehr kurzen Pulsen allerdings nicht möglich. Deshalb müssen sie nachträglich mit schnellen Elektronenstrahlaustastsystemen (ESAS) ausgerüstet werden.

(a) Verfahren zur Erzeugung kurzer Elektronenstrahlpulse

Prinzipiell bestehen folgende Verfahren zur Austastung des Elektronenstrahls:

- Steuerung der Wehneltelektrode des Elektronenstrahlerzeugers [6.1]
- Ausnutzung der Linsenwirkung von longitudinalen Hohlraumresonatoren [6.2]
- Ablenken des Elektronenstrahls über eine Aperturblende durch elektrische oder magnetische Felder [6.3, 6.4]

Die Strahlaustastung durch Steuerung der Wehneltelektrode ist wegen deren hohem negativem Potential schwierig und die Austastung mit Hohlraumresonatoren erfordert einen hohen apperativen Aufwand. Deshalb wird im allgemeinen das Verfahren der Ablenkung des Elektronenstrahls über eine Aperturblende verwendet, wobei wegen der erreichbaren höheren Wiederholraten die Ablenkung durch elektrische Felder vorgenommen wird.

Die prinzipielle Funktionsweise eines ESAS durch Ablenken eines Elektronenstrahls über eine Aperturblende ist in Fig. 6.1 gezeigt, wobei ein einfacher Plattenkondensator das Ablenkfeld erzeugt. Um den Elektronenstrahl auszutasten, ist ein minimaler Ablenkwinkel $\gamma_o$ notwendig, der durch eine Mindestablenkspannung $U_a$ erzeugt wird. Gemäß Fig. 6.1 gilt für den Winkel $\gamma_o$ die Beziehung

$$\tan\gamma_o = \frac{U_a \cdot b}{2U_B \cdot d} = \frac{Y}{l} \qquad (6.1)$$

Hierbei ist $U_B$ die Beschleunigungsspannung, d der Abstand der Kondensatorplatten, b ihre Länge, y ist die Auslenkung des Strahls auf der Aperturblende und l der Abstand zwischen Kondensatormitte und Aperturblende. Als Aperturblende wird gewöhnlich das Bild der letzten Aperturblende (FAI = Final Aperture Image) verwendet. Die letzte Aperturblende in der 3. Linse hat einen Durchmesser von 50 - 200 µm und wird von den darüber angeordneten Linsen zu über den jeweiligen Linsenebenen liegenden verkleinerten FAI's abgebildet. Die Lage und der Durchmesser der FAI's ist durch die jeweiligen Linsenparameter bestimmt. Die FAI's

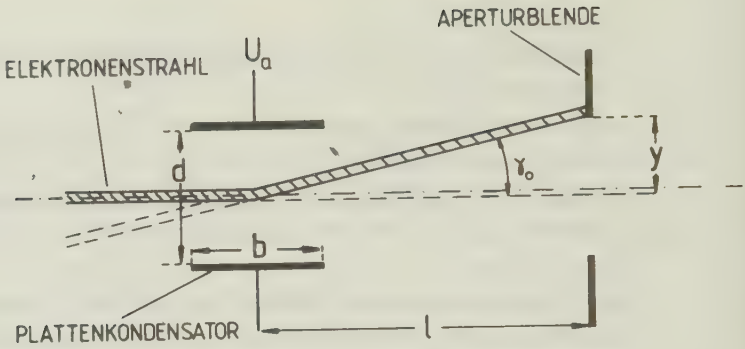



Fig. 6.1: Prinzipielle Funktionsweise eines ESAS bei Ablenkung des Elektronenstrahls über eine Aperturblende.

stellen somit auf der optischen Achse des REM optimal justierte Aperturblenden mit sehr kleinem Durchmesser dar, die mechanische Aperturblenden überflüssig machen.

Durch die Auslenkung des Elektronenstrahls aus der optischen Achse scheinen die Elektronen von einer Quelle zu kommen, die nicht mehr auf der optischen Achse liegt (siehe Fig. 6.1). Die scheinbare Bewegung der Elektronenquelle durch die Ablenkung führt zu einer ellipsenförmigen Aufweitung des Elektronenstrahls auf der Probe, was wiederum zu einer Auflösungsverschlechterung führt [6.3]. Der Faktor, um den sich der Elektronenstrahldurchmesser in einer Richtung vergrößert, wird als Degradation bezeichnet. Die scheinbare Bewegung der Elektronenquelle ist aber nur solange auf der Probe sichtbar, wie sich die Elektronenquelle innerhalb des Gesichtsfeldes befindet. Durch Anbringen einer Blende oberhalb des ESAS (siehe Fig. 6.2) kann das Gesichtsfeld und damit die Degradation wesentlich verkleinert werden.

Bei der Ansteuerung des Plattenkondensators mit einer hochfrequenten Ablenkspannung müssen Laufzeiteffekte der Strahlelektronen berücksichtigt werden. Für eine sinusförmige Ablenkspannung der Frequenz f führt dies zu einer Frequenz-

abhängigkeit des Ablenkwinkels

$$\gamma(f) = \gamma_o \frac{\sin \pi f b / v_{el}}{\pi f b / v_{el}} \qquad (6.2)$$

wobei $v_{el}$ die Geschwindigkeit der Strahlelektronen ist.

Für die Erzeugung von sehr kurzen Elektronenstrahlpulsen mit hoher Wiederholrate ergeben sich aus Gleichung (6.1) und (6.2) folgende Anforderungen an das ESAS:

- Aufgrund der Laufzeiteffekte der Strahlelektronen muß die Länge des Plattenkondensators möglichst klein sein.
- Um eine hohe Ansprechempfindlichkeit $S = 1/U_a$ zu erreichen, muß der Abstand der Kondensatorplatten möglichst klein und der Abstand l zum FAI möglichst groß sein.

Eine Verbesserung der Ansprechempfindlichkeit des ESAS kann durch die Verwendung einer Wanderwellenstruktur [6.3] erzielt werden. Die Funktionsweise dieser Anordnung beruht darauf, daß die Austastspannung die Mäanderstruktur des ESAS mit der gleichen Geschwindigkeit durchläuft wie die Strahlelektronen. Diese kommen dann zu jeweils gleichen Phasenlagen an den einzelnen Segmenten der Mäander vorbei und erfahren dort eine Ablenkung. Der gesamte Austastvorgang wird also in Teilschritten vorgenommen, was zu einer niedrigeren Ablenkspannung pro Segment führt und damit zu einer höheren Ablenkempfindlichkeit. Dadurch sind sehr kurze Pulsdauern ($\approx$ 5 psec) und wegen der sehr geringen Breite der einzelnen Segmente sehr hohe Wiederholraten ($\approx$ 10 GHz) erreichbar [6.3]. Der Nachteil der Wanderwellenstruktur ist, daß die Strahlelektronen eine bestimmte Geschwindigkeit haben müssen. Die Beschleunigungsspannung ist dadurch festgelegt.

(b) Positionierung des ESAS auf der elektronen-optischen Achse

Prinzipiell kann das ESAS an jedem Punkt der elektronen-optischen Achse angebracht werden. Da jedoch das verkleinerte Bild der letzten Aperturblende als Austastblende verwendet werden soll, ist es vorteilhaft, das ESAS oberhalb der 2. Linse anzubringen, also zwischen Strahlerzeuger und 1. Linse oder zwischen 1. und 2. Linse.

Der Einbau des ESAS zwischen Strahlerzeuger und 1. Linse ist gewöhnlich wegen des hier zur Verfürung stehenden Platzes leicht möglich. Nachteilig ist hier allerdings, daß der Austastwinkel und somit die Ablenkspannung wegen des hier divergenten Elektronenstrahls sehr groß sein muß. Außerdem ist eine Begrenzung des Gesichtsfelds nur sehr schwer möglich, was zu einer hohen Degradation des Elektronenstrahls führt. Eine wirksame Begrenzung des Gesichtsfeldes ist nur mit sehr kleinen Aperturblenden ($\varnothing \stackrel{\sim}{=} 10$ µm) möglich.

Beim Einbau des ESAS zwischen 1. und 2. Linse (siehe Fig. 6.2) ist ein wesentlich kleinerer Ablenkwinkel $\gamma$ und damit kleinere Ablenkspannung $U_a$ notwendig, da hier ein konvergenter Strahl vorliegt. Mit Hilfe von relativ großen Aperturblenden ($\varnothing > 300$ µm) läßt sich das Gesichtsfeld so begrenzen, daß der Durchmesser des 2. Überkreuzungspunkts mit dem Durchmesser des Gesichtsfeldes an dieser Stelle übereinstimmt. Dadurch wird die Degradation auf ein Minimum beschränkt (siehe Fig. 6.2). Ein großer Nachteil bei dieser Anordnung ist, daß die 1. Linse den Elektronenstrahldurchmesser nicht mehr verkleinert. Dadurch wird die erreichbare Auflösung verschlechtert. Da bei den Untersuchungen räumlicher Strukturen in supraleitenden Tunnelkontakten die Ortsauflösung durch andere Effekte auf etwa 1 µm begrenzt ist, ist hier ein Strahldurchmesser von etwa 0,5 µm erforderlich, was mit dieser Anordnung leicht erreicht werden kann. Die geringe Verkleinerung des Elektronenstrahldurchmessers läßt sich durch Verwendung einer zusätzlichen Linse zwischen

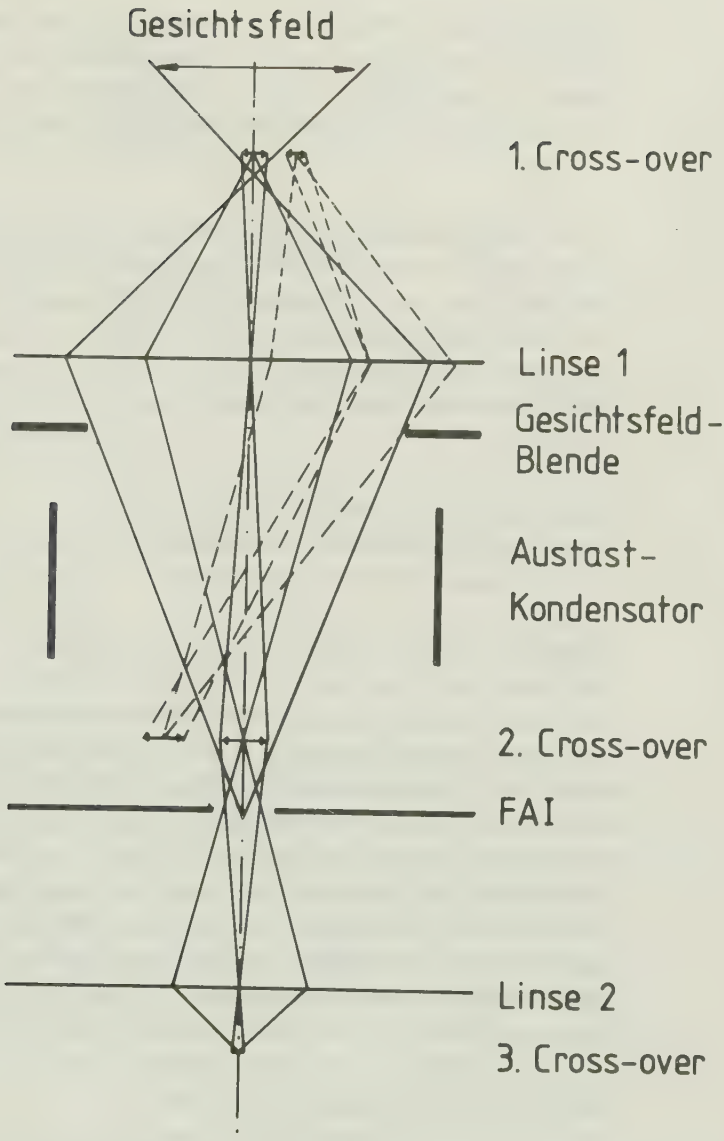



Fig. 6.2: Strahlengang beim Einbau eines ESAS zwischen 1. und 2. Linse.

Strahlerzeuger und 1. Linse vermeiden. Das ESAS wird dann zwischen Zusatzlinse und 1. Linse eingebaut. Der Strahlengang zwischen Zusatzlinse und 1. Linse entspricht dann genau dem in Fig. 6.2 gezeigten Strahlengang zwischen 1. und 2. Linse.

Als Gesichtsfeldblende wird häufig ein von außen justierbares Messer verwendet (CamScan 4DV-Rasterelektronenmikroskop). Dadurch kann das Gesichtsfeld in Richtung der Auslenkung des Überkreuzungspunktes optimal begrenzt werden. Eine Austastung des Elektronenstrahls erfolgt dann durch eine Auslenkung des Überkreuzungspunktes aus dem Gesichtsfeld.

(c) Technische Daten der verwendeten ESAS

In den zur Verfügung stehenden REM's werden foglende Strahlaustastsysteme verwendet.

Cambridge S4-10 Rasterelektronenmikroskop

Als ESAS wird eine von H. Seifert entwickelte Wanderwellenstruktur (ebene, abgeschirmte Mäanderstruktur) verwendet. Das ESAS wird zwischen 1. und 2. Linse positioniert. Dazu mußte die Säule des REM zwischen 1. und 2. Linse um 250 mm verlängert werden. Die Mäanderstruktur wird aus einem 1 mm dicken und 10 mm breiten Kupfer- oder Edelstahlblech ausgesägt. Die Impedanz der fertigen Wanderwellenstruktur wird auf 50 Ω angepaßt, so daß keine Reflexionen am Ende der Struktur auftreten. Die Beschleunigungsspannung des Elektronenmikroskops wird entsprechend der gemessenen Signallaufzeit auf der Wanderwellenstruktur gewählt.

Daten des ESAS. Länge b = 160 mm
Abstand d = 2 mm
Pulslaufzeit t = 1,6 nsec ($\hat{=}$ $U_B$ = 26 kV)
Ablenkwinkel $\gamma = 7{,}7 \times 10^{-3}$ rad bei $U_a$ = 10 V
$U_B$ = 26 kV

Ansprechempfindlichkeit S $\approx$ 1 Volt$^{-1}$ bei $U_B$ = 26 kV
Aperturblende: Ø = 500 µm
minimale Pulsdauer: $\approx$20 psec
maximale Wiederholrate: $\approx$ 5 GHz

Säulengeometrie: 1. Cross-Over - Linse 1: 225 mm
Linse 1 - ESAS-Mitte: 180 mm
ESAS-Mitte - Linse 2: 215 mm
ESAS-Mitte - Aperturblende: 88 mm

Aufgrund der großen Länge des ESAS kann der Elektronenstrahl bei zu großen Ablenkspannungen $U_a$ auf die Wanderwellenstruktur treffen und dort zu Kontamination und Aufladungen führen. Da in diesem Fall das ESAS nicht mehr kontrollierbar arbeitet, muß vermieden werden, zu hohe Ablenkspannungen zu verwenden. Die Ablenkspannung sollte nur so hoch sein, den Strahl sicher auszutasten.

CamScan 4DV Rasterelektronenmikroskop

Da man bei der Verwendung einer Wanderwellenanordnung auf eine Beschleunigungsspannung $U_B$ beschränkt ist, wird beim CamScan 4DV ein Plattenkondensator als ESAS verwendet. Um außerdem eine bessere Verkleinerung des Strahldurchmessers zu erhalten, wurde die elektronenoptische Säule durch eine Zusatzlinse erweitert. Zwischen Zusatzlinse und Linse 1 wurde die Säule durch ein Zwischenstück erweitert, so daß genügend Raum zum Einbau eines ESAS an dieser Stelle vorhanden ist. In dieser Arbeit wurde ein ESAS der Firma CamScan verwendet, dessen Daten in folgendem aufgelistet werden.

Daten des ESAS: Kondensatorlänge b = 20 mm
Plattenabstand d = 2 mm
Ablenkwinkel $\gamma = 1{,}9 \times 10^{-3}$ rad bei $U_a$=10 V
$U_B$=26 kV

Ansprechempfindlichkeit S = 0,3 Volt$^{-1}$ bei
$U_B$ = 26 kV
Aperturblende: von außen justierbares Messer
minimale Pulsdauer: $\approx$ 800 psec bei $U_a$ = 10 V
maximale Wiederholrate: $\approx$ 500 MHz bei $U_B$ = 26kV

Säulengeometrie: 1. Cross-Over - Zusatzline: 170 mm
Zusatzlinse - ESAS-Mitte: 130 mm
ESAS-Mitte - Linse 1: 74 mm
ESAS-Mitte - Aperturblende: 40 mm

Durch die Verwendung der Zusatzlinse können beim CamScan 4DV nahezu dieselben Strahldaten (Elektronenstrahldurchmesser, Strahlstrom) erreicht werden, wie bei einem 3-Linsensystem ohne ESAS. Beim Cambridge S4-10 kann durch die notwendigerweise lang-brennweitige Betriebsweise der Linse 1 nicht die maximal mögliche Verkleinerung des Elektronenstrahldurchmessers erreicht werden. Das bisher beim CamScan 4DV verwendete ESAS besitzt wesentlich schlechtere Daten als das ESAS des Cambridge S4-10. Dies liegt vor allem an der großen Länge und dem großen Abstand der Kondensatorplatten. Vor allem bei sehr niedrigen Beschleunigungsspannungen (< 3 kV), die für Halbleiteruntersuchungen sehr interessant sind, ist die maximal erreichbare Wiederholrate nur gering (< 50 MHz). Deshalb wird dieses System in naher Zukunft durch ein leistungsfähigeres System mit sehr kurzen Kondensatorplatten ersetzt werden. Da der Abstand der Kondensatorplatten sehr gering sein muß (< 500 µm), müssen diese von außen optimal auf die elektronenoptische Achse justierbar sein.

## 6.2 Detektion des Probensignals

In Kapitel 4 wurde gezeigt, daß die Bestrahlung eines supraleitenden Tunnelkontaktes durch einen fokussierten Elektronenstrahl zu einer lokalen Erhöhung des Quasiteilchen-Tunnel-

stroms (für $V_b > 0$) und zu einer Erniedrigung des Paar-Tunnelstroms (für $V_b = 0$) führt. Die Detektionstechnik zur Messung der Änderung des Paar-Tunnelstroms ist in Ref. [1.17] ausführlich beschrieben. Deshalb wird hier nur auf die Messung der Änderung des Quasiteilchen-Tunnelstroms eingegangen.

Meßtechnisch kann der Tunnelkontakt in Stromsteuerung (Fig. 6.3a) oder in Spannungssteuerung (Fig. 6.3b) betrieben werden. Bei Stromsteuerung wird direkt die an der Probe entstehende Spannungsänderung $\delta V(x,y)$ (Gleichung 4.21) detektiert. Bei Spannungssteuerung wird die durch die Elektronenbestrahlung verursachte Stromänderung (Gleichung 4.19) indirekt durch die an einem Vorwiderstand entstehende Spannungsänderung detektiert. Um eine ideale Spannungssteuerung realisieren zu können, muß sowohl der Vorwiderstand als auch der Innenwiderstand der Spannungsquelle klein gegenüber dem Widerstand des Tunnelkontaktes am Arbeitspunkt sein. Diese Forderung läßt sich meist nur für Arbeitspunkte im thermischen Tunnelgebiet und im ohm'schen Gebiet erfüllen. Im Energielückengebiet wird der differentielle Widerstand so klein (mΩ -Bereich), daß keine Spannungssteuerung mehr möglich ist. Eine Stromsteuerung ist dagegen für alle Bereiche sehr einfach zu realisieren. Deshalb wurden die meisten Experimente mit stromgesteuerten Tunnelkontakten durchgeführt. Die Stromquelle wurde dabei durch eine 12 Volt Batterie mit variablem Vorwiderstand realisiert.

Fig. 6.3 zeigt vereinfacht den Meßaufbau zur Detektion des elektronenstrahlinduzierten Probensignals. Da die Spannungssignale sehr klein sind (<10 µV),muß zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses eine Lock-in Meßtechnik verwendet werden. Dazu wird der Elektronenstrahl mit Hilfe des ESAS mit der Frequenz $f_{mod}$ ein- und ausgeschaltet und das dadurch entstehende, ebenfalls mit der Frequenz $f_{mod}$ modulierte Spannungssignal phasenempfindlich mit einem Lock-in Verstärker detektiert. Das Austastsignal für das

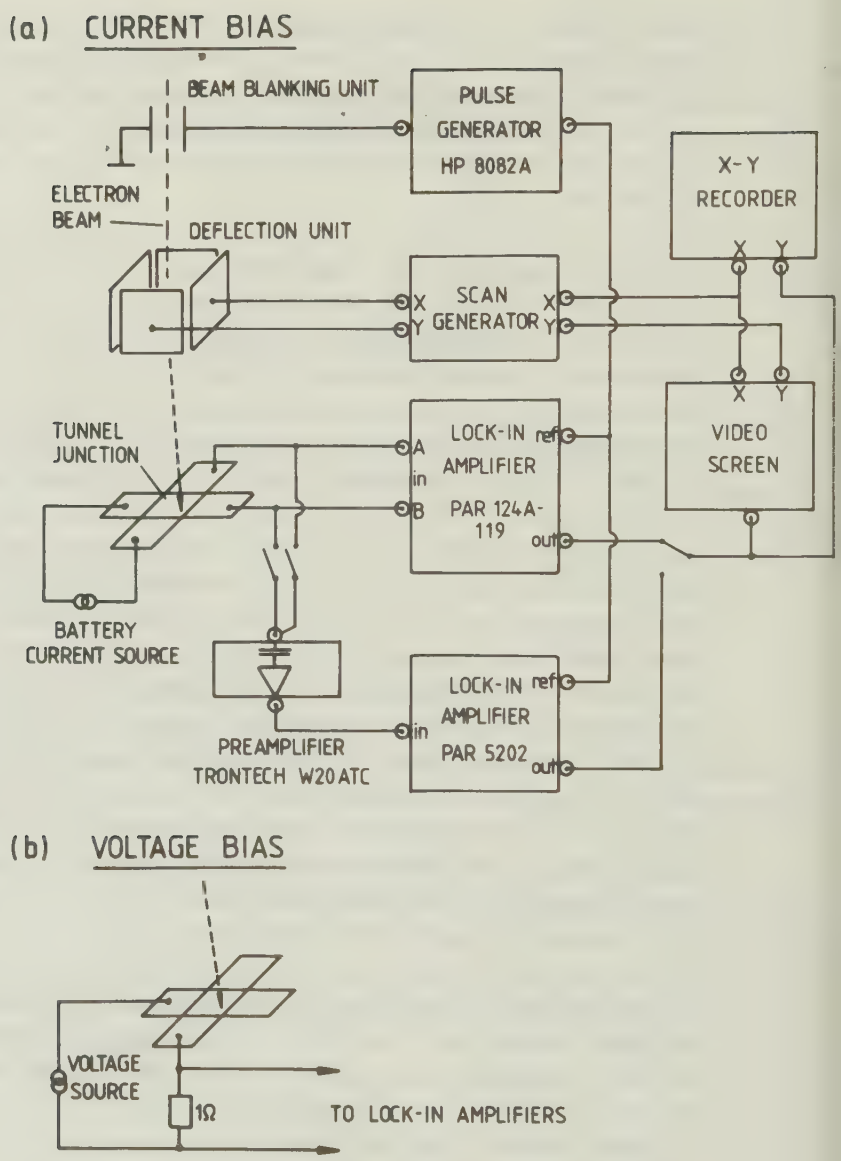



Fig. 6.3: Schematischer Meßaufbau zur Abbildung räumlicher Strukturen in supraleitenden Tunnelkontakten für stromgesteuerte (a) und spannungsgesteuerte (b) Messungen

ESAS und das Synchronisationssignal für den Lock-in Verstärker wird von einem Pulsgenerator geliefert. Für Modulationsfrequenzen $f_{mod}$ < 200 kHz wurde der Lock-in Verstärker PAR 124A-119, für Frequenzen von 200 kHz - 50 MHz wurde das Modell PAR 5202 mit geeigneten rauscharmen Vorverstärkern (Trontech, Avantek) verwendet.

Um ein zwei-dimensionales Spannungsbild einer Tunnelkontakteigenschaft zu erhalten, wird der Elektronenstrahl über den Tunnelkontakt gerastert und das Lock-in Verstärker Ausgangssignal zur Steuerung der Helligkeit des Videobildschirms verwendet. Außer zur Steuerung der Helligkeit des Videobildschirms kann das Ausgangssignal auch in Y-Richtung auf dem Videobildschirm aufgetragen werden, während der Elektronenstrahl in x-Richtung gerastert wird (y-Modulationsdarstellung).

Welche Information das Spannungsbild enthält, hängt, wie in Kapitel 4 gezeigt wurde, von den Parametern Arbeitspunkt ($I_b$, $V_b$), der Heliumbad-Temperatur $T_B$, der Leistung des Elektronenstrahls $P_{el}$ und der Modulationsfrequenz $f_{mod}$ des Elektronenstrahls ab. Diese Parameter werden deshalb für jedes Spannungsbild angegeben. Bei der Leistung des Elektronenstrahls wird dabei diejenige Leistung angegeben, die in der Probe dissipiert wird. Beim Arbeitspunkt wird nur die Spannung $V_b$ angegeben, die an der Probe ohne Elektronenbestrahlung anliegt. Durch Angabe dieser Spannung kann sofort erkannt werden, in welchem Bereich (thermisches Tunnelgebiet, Energielückengebiet oder ohmsches Gebiet) sich der Arbeitspunkt befindet. Durch Angabe des Stroms $I_b$ wäre dies nicht möglich.

Die Aufnahmezeit für ein zweidimensionales Spannungsbild einer Tunnelkontakteigenschaft beträgt typischerweise 10 sec - 1 min. Die Aufnahmezeit hängt dabei von der Anzahl der Zeilen pro Bild und von der Qualität des Spannungssignals ab. Bei sehr verrauschten Signalen muß die Rastergeschwin-

digkeit reduziert werden, um durch eine Reduzierung der Bandbreite des Lock-in Verstärkers eine Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses zu erreichen. Typische Rastergeschwindigkeiten sind 0,1 - 5 sec pro Zeile.

# 7. EXPERIMENTE ZUR ABBILDUNG RÄUMLICHER STRUKTUREN IN SUPRALEITENDEN TUNNELKONTAKTEN

## 7.1 Bestimmung der charakteristischen Materialparameter

Durch lokale Elektronenbestrahlung eines Tunnelkontaktes und durch Messung der Antwortfunktion $\delta I_q(x,y)$ ist es möglich, die lokalen Werte der charakteristischen räumlichen Abklinglänge $\Lambda$ der durch den Elektronenstrahl erzeugten Störung und des Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha$ zwischen dem Elektrodenmaterial und dem Substrat bzw. die Phononen-Entkommzeit $\tau_\gamma$ zu messen. Dies geschieht durch einen Vergleich der experimentellen $\delta I_q(\delta T)$-Abhängigkeit mit den in Kapitel 4 berechneten theoretischen Antwortfunktionen. Falls der Effekt der Elektronenbestrahlung als lokaler Heizeffekt betrachtet werden kann, können aus den experimentellen Daten die spezifische Wärme C und die spezifische Wärmeleitfähigkeit $\kappa$ des Elektrodenmaterials bestimmt werden. Unter welchen Voraussetzungen eine thermische Betrachtungsweise möglich ist, wurde bereits in Kapitel 3.3.2 diskutiert.

(a) Messung der charakteristischen Abklinglänge $\Lambda_q$

Fig. 7.1 zeigt die experimentell gemessene, elektronenstrahlinduzierte QT-Tunnelstromänderung für die Arbeitsspannungen $eV_b/\Delta(0) = 1{,}8$ und 1,9 für $T_B = 1{,}8$ K und $eV_b/\Delta(0) = 1{,}65$ und 1,75 für $T_B = 4{,}2$ K. Die für diese Arbeitspunkte theoretisch erwarteten Stromänderungen sind in Fig. 4.8a-d gezeigt. Diese Kurven wurden unter Annahme eines T*-Modells berechnet, das für die verwendeten PbIn-Tunnelkontakte in sehr guter Näherung zutrifft (siehe Kapitel 4).

Durch Wichtung der experimentell gemessenen Daten $I_q$ und $P_{el}$ mit $J_n(2\Delta(0))\cdot\pi\Lambda_o^2$ und $\alpha\cdot\pi\Lambda_o^2$ können die experimentellen Daten den theoretisch erhaltenen Antwortfunktionen angepaßt werden. Die Anpaßparameter sind hierbei $\alpha$ und $\Lambda_o$.

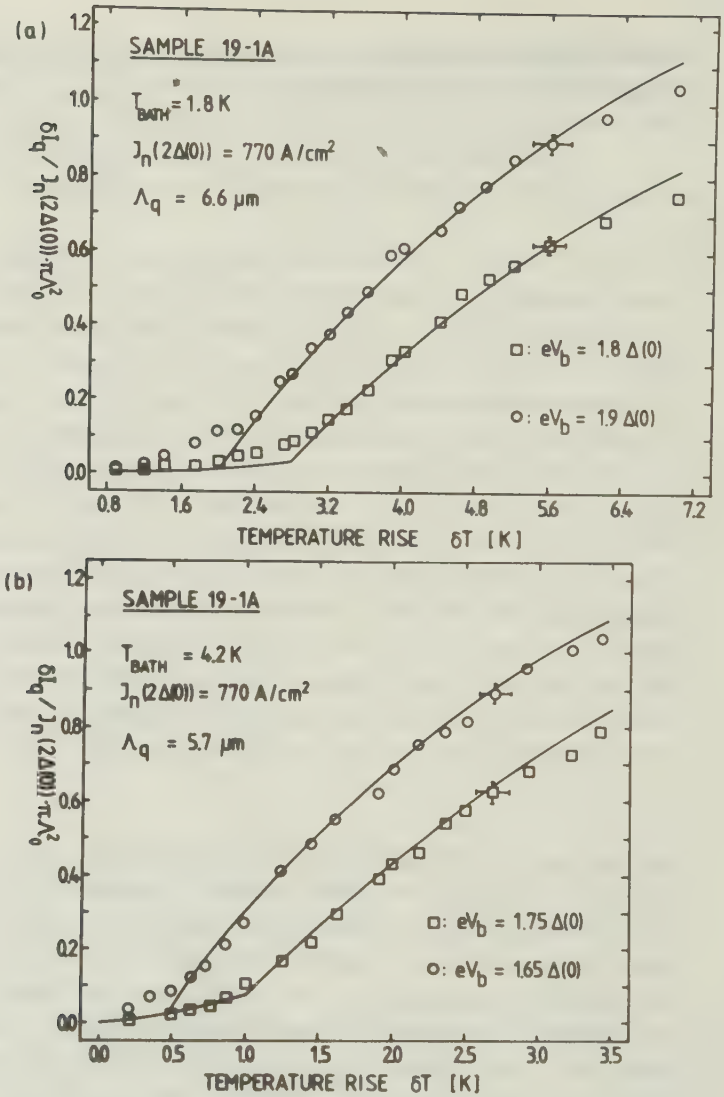



Fig. 7.1: Experimentelle Antwortfunktionen $\delta I_q(\delta T)$ für $T_B$ = 1.8 K (a) und $T_B$ = 4.2 K (b). Die durchgezogenen Kurven entsprechen den in Kapitel 4 berechneten Antwortfunktionen für die jeweiligen Arbeitspunkte und Annahme eines gausskurvenförmigen Temperaturprofils.

Bei dem Anpaßprozeß hat sich gezeigt, daß eine Anpassung an die mit einem rechteckförmigen Temperaturprofil erhaltenen Antwortfunktionen unmöglich ist, während eine Anpassung an die mit einem gausskurvenförmigen Temperaturprofil erhaltenen Antwortfunktionen zu einer sehr guten Übereinstimmung führte. Dies zeigt, daß ein gausskurvenförmiges Störungsprofil dem tatsächlich vorhandenen Störungsprofil sehr nahe kommt.

Durch die Wahl von $\alpha\pi\Lambda_o^2 = P_{el}/\delta T$ wird der Zusammenhang zwischen $P_{el}$ und $\delta T$ festgelegt. $\alpha\pi\Lambda_o^2$ wird dabei so gewählt, daß der Knick in den experimentellen und den theoretischen Antwortfunktionen übereinstimmt. Durch die Wahl von $J_n(2\Delta(0)) \cdot \pi\Lambda_o^2$ werden die experimentell gemessenen $\delta I_q$-Werte den theoretisch berechneten Werten angepaßt. Da $J_n(2\Delta(0))=\bar{\sigma}_n/e \cdot 2\Delta(0)$ für einen homogenen Kontakt aus der IVC bekannt ist, ist die charakteristische Abklinglänge $\Lambda_o$ der einzige Fitparameter und kann bei diesem Anpassungsprozeß direkt bestimmt werden. Die erhaltenen Werte sind

$$\begin{aligned} \Lambda_o &= 6.6\ \mu m \qquad \text{für } T_B = 1.8\ K \\ \Lambda_o &= 5.7\ \mu m \qquad \text{für } T_B = 4.2\ K \end{aligned} \tag{7.1}$$

Die Gesamtschichtdicke der Tunnelkontaktelektroden war 6000 Å, die weiteren Daten des verwendeten Tunnelkontaktes 19-1A können aus Tabelle 5.1 entnommen werden. Die Temperaturabhängigkeit des Wertes für $\Lambda_o$ kommt durch die Temperaturabhängigkeit des Faktors $\tau_R/\tau_B$ in Gleichung (3.29) zustande.

Die Länge $\Lambda_o$ bestimmt direkt das Auflösungsvermögen bei der Untersuchung räumlicher Strukturen in supraleitenden Tunnelkontakten. Sie kann durch den oben beschriebenen Fitprozeß sehr genau bestimmt werden. Eine direkte, allerdings wesentlich ungenauere Bestimmung von $\Lambda_o$ ist aus den zweidimensionalen Spannungsbildern möglich (siehe Kapitel 7.2 - 7.4), wobei $\Lambda_o$ natürlich von der verwendeten Modulationsfrequenz $f_{mod}$ des Elektronenstrahls abhängt (siehe

Kapitel 4.3 und 7.2). Die aus Fig. 7.1 gewonnene Abklinglänge $\Lambda_o$ ist die statische Ausheillänge $\Lambda_o^{stat}$ ($f_{mod} = 0$), da die Elektronenstrahlintensität bei dieser Messung nicht moduliert wurde.

Bei bekannter Abklinglänge $\Lambda_o$ kann als weiterer Parameter der Wärmeübergangskoeffizient $\alpha = P_{el}/\pi\Lambda_o^2 \cdot \delta T$ durch den Fitprozeß bestimmt werden. Ein Problem dabei ist die Tatsache, daß die Temperaturerhöhung $\delta T$ aufgrund des gauss'schen Temperaturprofils innerhalb der Fläche $\pi\Lambda_o^2$ variiert. Deshalb kann nur ein grober Mittelwert für $\alpha$ angegeben werden, den man durch Annahme eines rechteckförmigen Temperaturprofils erhält. Außerdem ist die Beziehung $P_{el}/\pi\Lambda_o^2 = \alpha(T_B) \cdot \delta T$ nur für kleine Temperaturerhöhungen $\delta T << T_B$ gültig. Die durch den Fitprozeß erhaltenen Werte $\alpha = 2.2$ W/cm$^2$K für $T_B = 4.2$ K und $\alpha = 1.9$ W/cm$^2$K für $T_B = 1.8$ K können deshalb nur als grobe Richtwerte betrachtet werden. Für große Temperaturerhöhungen ist in Fig. 7.1 deutlich eine Abweichung zwischen theoretischer und experimenteller Antwortfunktion $\delta I_q(\delta T)$ zu erkennen. Diese ist ebenfalls darauf zurückzuführen, daß die Beziehung $P_{el}/\pi\Lambda_o^2 = \alpha(T_B)\delta T$ nur für $\delta T << T_B$ gilt. Eine genauere Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten und dessen Temperaturabhängigkeit ist mit Doppeltunnelkontakten möglich (siehe Kapitel 8).

(b) Messung der charakteristischen Abklingzeit $\tau_1$

In Kapitel 3.3.1 wurde gezeigt, daß bei einer mit der Frequenz $f_{mod}$ zeitlich modulierten Elektronenstrahlleistung auch die in den Tunnelkontaktelektroden erzeugte QT-Dichte einen mit der Frequenz $f_{mod}$ modulierten Anteil besitzt. Das bedeutet, daß auch die gemessene Änderung des QT- Tunnelstroms $\delta I_q$ bzw. bei Stromsteuerung das Spannungssignal $\delta V_q$ mit der Frequenz $f_{mod}$ moduliert ist. Die Amplitude des oszillierenden Signalanteils ist von der Modulationsfrequenz $f_{mod}$ abhängig. Das Verhältnis der Signalamplitude bei $f_{mod}=0$ zu der bei $f_{mod}\neq 0$ ist gegeben durch

$$\frac{\delta V_q(0)}{\delta V_q(f_{mod})} = [1 + (2\pi f_{mod}\tau_1)^2]^{1/4} \qquad (7.2)$$

Da mit einem Lock-in Verstärker nur die Amplitude des mit der Frequenz $f_{mod}$ oszillierenden Signalanteils gemessen wird, kann das Verhältnis $\delta V_q(0)/\delta V_q(f_{mod})$ direkt in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz bestimmt werden. Durch Messung dieser Abhängigkeit läßt sich dann die charakteristische Abklingzeit $\tau_1$ bestimmen. Für die untersuchten PbIn- Tunnelkontakte liegt starker Phononen-Einfang vor. Die charakteristische Abklingzeit $\tau_1$ ist in diesem Fall durch die Phonon-Entkommzeit $\tau_\gamma$ bestimmt (siehe Gleichung 3.40). Für andere Materialien mit sehr geringem Phononen-Einfang, wie z.B. Aluminium ist die Zeit $\tau_1$ durch die QT-Rekombinationszeit $\tau_{RT}$ gegeben.

Fig. 7.2 zeigt die mit Tunnelkontakt 19-1A erhaltene Frequenzabhängigkeit des Signalverhältnisses $\delta V_q(0)/\delta V_q(f_{mod})$ für die Temperaturen $T_B$ = 1.8 K und 4.2 K. Die erhaltenen Meßpunkte liegen bei der gewählten Auftragung mit sehr geringen Abweichungen auf einer Geraden, d.h., die experimentell gemessene Frequenzabhängigkeit stimmt mit der durch Gleichung (7.2) gegebenen sehr gut überein. Aus der Steigung der Ausgleichsgeraden erhält man folgende Werte für die Phonon-Entkommzeit:

$$\begin{aligned} \tau_\gamma &= 124 \pm 7 \text{ nsec} \quad \text{für } T_B = 1.8 \text{ K} \\ \tau_\gamma &= 116 \pm 7 \text{ nsec} \quad \text{für } T_B = 4.2 \text{ K} \end{aligned} \qquad (7.3)$$

Als Arbeitsspannung wurde bei dieser Messung $eV_b = 1.9\Delta(T_B)$ gewählt. Prinzipiell kann diese Messung aber bei jeder Arbeitsspannung $V_b > 0$ durchgeführt werden. Der Tunnelkontakt wurde in Stromsteuerung betrieben, die verwendete Elektronenstrahlleitung war $P_{el}$ = 2,2 µW. Das Spannungssignal $\delta V_q$ wurde mit einem Trontech Verstärker vorverstärkt und mit dem Lock-in Verstärker PAR 5202 gemessen. Der Unterschied der

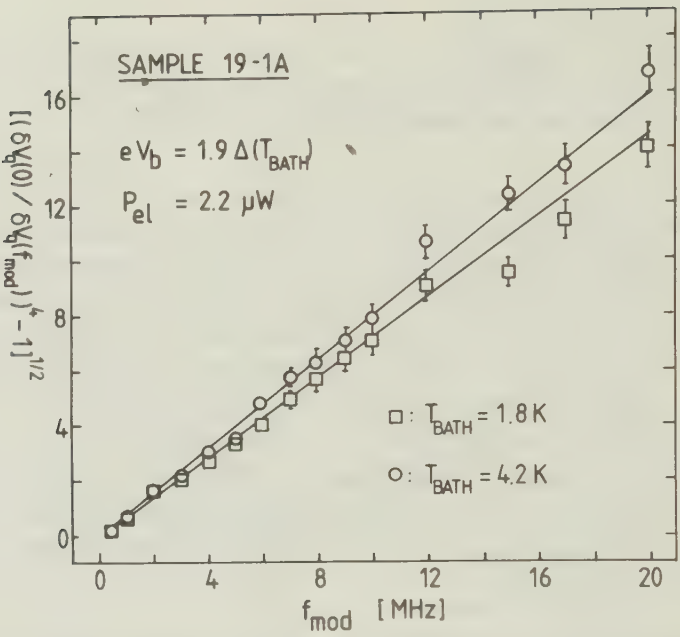



Fig. 7.2: Abhängigkeit der gemessenen Amplitude des Spannungssignals $\delta V_q$ von der Modulationsfrequenz $f_{mod}$ des Elektronenstrahls. Die Geraden zeigen die theoretisch erwartete Abhängigkeit für $\tau_1 = 1.16 \times 10^{-7}$sec und $1.24 \times 10^{-7}$sec.

beiden Werte für $T_B$ = 1.8 K und 4.2 K liegt im Rahmen der Maßungenauigkeit. Eine signifikante Temperaturabhängigkeit von $\tau_\gamma$ konnte nicht festgestellt werden.

Der aus Fig. 7.2 bestimmte Wert für $\tau_\gamma$ ist ein lokaler Wert, d.h., mit der oben beschriebenen Meßmethode kann auch die räumliche Variation der Phonon-Entkommzeit $\tau_\gamma$ bestimmt werden. Dies ist ein wesentlicher Unterschied zu anderen Meßverfahren, mit denen nur der Mittelwert von $\tau_\gamma$ über den ganzen Tunnelkontakt bestimmt werden kann [3.10]. Zu einer Bestimmung der räumlichen Verteilung von $\tau_\gamma$ muß allerdings für jeden Punkt der Tunnelkontaktfläche die in Fig. 7.2 gezeigte Gerade aufgenommen werden. Eine wesentlich schnellere Meßmethode stellt die direkte Messung des

zeitlichen Signalverlaufs nach Abschalten des Elektronenstrahls dar. Da das Spannungssignal für kleine Störungen proportional zu $e^{-t/\tau_\gamma}$ abklingt (Gleichung 3.18 und 3.21), kann durch Messung der Signalhöhe für zwei feste Zeiten $t_1$ und $t_2$ und Bildung des Logarithmus $\log(e^{-t_1/\tau_\gamma}/e^{-t_2/\tau_\gamma})$ ein zu $1/\tau_\gamma$ proportionales Signal erhalten werden. Durch Abrastern des Tunnelkontaktes und gleichzeitiges Messen dieses Signals erhält man somit ein zweidimensionales Bild der räumlichen Verteilung von $\tau_\gamma$ [3.17].

Mit dem experimentell bestimmten Wert von $\tau_\gamma$ kann prinzipiell der Wärmeübergangskoeffizient $\alpha$ abgeschätzt werden. Der Einergiefluß von den Tunnelkontaktelektroden zum Substrat pro Zeiteinheit und Fläche ist gegeben durch [1.17]:

$$P/F = \frac{d}{\tau_\gamma} \int_0^{\omega_D} \hbar\omega D(\omega) N(\omega)\, d\omega \qquad (7.4)$$

wobei $D(\omega)$ die Phononenzustandsdichte, $N(\omega)$ die Besetzungswahrscheinlichkeit und $\hbar\omega$ die Phononenenergie ist. Für kleine Temperaturdifferenzen $\delta T$ zwischen den Tunnelkontaktelektroden und dem Substrat läßt sich die ans Substrat transferierte Leistung angeben zu [1.17]:

$$P_{trans} = \frac{dP}{dT}\Big|_{T=T_B} \cdot \delta T \qquad (7.5)$$

mit $\alpha = P_{trans}/ F \cdot \delta T$ erhält man somit

$$\alpha = \frac{d}{\tau_\gamma} \frac{d}{dT} \int_0^{\omega_D} \hbar\omega D(\omega)\, N(\omega)\, d\omega \qquad (7.6)$$

Unter Verwendung der thermischen Ausdrücke für $D(\omega)$ und $N(\omega)$ erhält man mit $\tau_\gamma = 1.16 \times 10^{-7}$ sec einen Wert für den Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha$, der verglichen mit dem im Abschnitt (a) abgeschätzten Wert von $\alpha = 2.2$ W/cm$^2$K wesentlich kleiner ist. Die Ursache dafür ist darin zu suchen, daß bei dem nach Gleichung (7.6) berechneten Wert

eine thermische Phononenverteilung angenommen wurde. Für eine genaue Berechnung von $\alpha$ mit Gleichung (7.6) muß aber die genaue Energieverteilung der Phononen verwendet werden. Beispiele für Nichtgleichgewichts-Phononenverteilungen sind in Ref. [3.5] gezeigt. Die dort mit den Boltzmann-Gleichungen berechneten Phononenverteilungen weichen teilweise auch stark von den mit einfachen Modellen ($\mu^*$-, $T^*$-Modell) erhaltenen Verteilungen ab. Aufgrund der fehlenden Kenntnis der genauen Phononenverteilung ist also eine Abschätzung des Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha$ mit Hilfe der gemessenen Zeit $\tau_\gamma$ nur sehr schwer möglich. Andererseits kann mit Hilfe der unabhängig voneinander experimentell bestimmten Werte von $\alpha$ und $\tau_\gamma$ mit Hilfe von Gleichung (7.6) eine grobe Aussage über die Phononenverteilung gemacht werden.

Für starken Phononen-Einfang ist die Abklinglänge $\Lambda_q$ durch $\Lambda_o = (D_q \tau_R \tau_\gamma / \tau_B)^{1/2}$ gegeben. Die Werte für $\Lambda_q$ und $\tau_\gamma$ wurden experimentell bestimmt. Außerdem kann die Quasiteilchen-Diffusionskonstante $D_q = 1/3\ V_F^2 \tau_i$ durch Messung des spezifischen Widerstands des Elektrodenmaterials bestimmt werden. Aus der Widerstandsmessung erhält man die elastische Streuzeit $\tau_i = 7.1 \times 10^{-15}$ sec. Mit der Fermigeschwindigkeit $V_F = 1.82 \times 10^8$ cm/sec [3.15] ergibt sich $D_q = 78\ cm^2/sec$. Mit den Werten $\Lambda_o = 6.6\ \mu m$, $\tau_\gamma = 1.16 \times 10^{-7}$ sec ($T_B = 4.2$ K) und $D_q = 78\ cm^2/sec$ erhält man für das Verhältnis von QT-Rekombinationszeit zu Ph-Paarbrechzeit den Wert $\tau_R/\tau_B = 0.045$. Der thermische Gleichgewichtswert für T = 4.2 K ist $\tau_R/\tau_B = 2.6$ [3.6]. Die starke Diskrepanz zwischen den beiden Werten ist wiederum durch den lokal erzeugten Nichtgleichgewichtszustand zu erklären. Da $1/\tau_R \sim N_q$ ist, wird $\tau_R$ durch die lokal erhöhte QT-Dichte wesentlich kürzer. Die Paarbrechzeit $\tau_B$ dagegen wird länger, da nicht mehr so viele Cooperpaare zur Paarbrechung zur Verfügung stehen. Durch den wesentlich kleineren Wert von $\tau_R/\tau_B$ erhält man eine kleinere Ausheillänge $\Lambda_o$. Durch den Faktor $\tau_R/\tau_B$ wird berücksichtigt, daß die QT für einen sehr großen Zeitanteil

zu CP rekombiniert sind und ihre Energie im Ph-System zwischengespeichert wird. Da die Diffusion der Ph gegenüber der der QT vernachlässigbar klein ist, wird die Diffusionslänge um den Faktor $(\tau_R/\tau_B)^{1/2}$ kürzer.

(c) Abschätzung der thermischen Parameter:

In Abschnitt 4.4.2 wurde gezeigt, daß die Ausheillänge $\Lambda_o$ gleich der thermischen Ausheillänge $l_T = (\kappa d/\alpha)^{1/2}$ und die charakteristische Abklingzeit $\tau_1$ gleich der thermischen Relaxationszeit $\tau_T = Cd/\alpha$ wird, falls die durch den Elektronenstrahl erzeugte Störung als rein thermischer Effekt behandelt werden kann. In diesem Fall können die spezifische Wärmekapazität C, der Wärmeübergangskoeffizeint $\alpha$ und die spezifische Wärmeleitfähigkeit $\kappa$ aus den in Fig. 7.1 und 7.2 gezeigten experimentellen Ergebnissen bestimmt werden.

In den vorangegangenen Abschnitten (a) und (b) sowie in Kapitel 3.3.2 wurde bereits darauf hingewiesen, daß eine rein thermische Betrachtungsweise auch bei starkem Phononen-Einfang, wie er bei PbIn-Tunnelkontakten vorliegt, nicht möglich ist, da, im Gegensatz zu den hochenergetischen Phononen ($\hbar\omega > 2\Delta(T_B)$), die niederenergetischen Phononen ($\hbar\omega < 2\Delta(T_B)$) nur sehr langsam ins thermische Gleichgewicht mit dem QT-System kommen. Trotz dieser Tatsache sollen hier die thermischen Parameter aus den experimentellen Daten für $\Lambda_o$ und $\tau_\gamma$ abgeleitet werden. Dabei muß natürlich im Auge behalten werden, daß die so bestimmten Werte nur grobe Näherungswerte sein können.

In Fig. 7.1 wurde zur Anpassung der $\delta T$-Achse der Parameter $\alpha\pi\Lambda_o^2 = P/\delta T$ verwendet. Da $\alpha\pi\Lambda_o^2 = \pi\kappa d$, kann durch die Anfittung der Temperaturachse die spezifische Wärmeleitfähigkeit $\kappa$ bestimmt werden. Mit dem Wert für $\kappa$ läßt sich aus $\Lambda_o = l_T = (\kappa d/\alpha)^{1/2}$ der Wärmeübergangskoeffizient $\alpha$ bestimmen. Aus der charakteristischen Abklingzeit $\tau_\gamma = \tau_T = Cd/\alpha$

ergibt sich die spezifische Wärmekapazität C.

Mit $\alpha\pi\Lambda_o^2 = 3{,}0 \times 10^{-6}$ W/K, $\Lambda_o = 6{,}6$ µm, $\tau_\gamma = 1{,}16 \times 10^{-7}$sec und d = 6000 Å erhält man für $T_B = 4.2$ K:

$$\kappa = 1.6 \times 10^{-2} \text{ W/cmK}$$
$$\alpha = 2.2 \text{ W/cm}^2\text{K}$$
$$C = 4.3 \times 10^{-3} \text{ Joule/cm}^3\text{K}$$

Mit $\alpha\pi\Lambda_o^2 = 1{,}9$ W/K, $\Lambda_o = 5{,}7$ µm, $\tau_\gamma = 1{,}24 \times 10^{-7}$sec und d = 6000 Å erhält man für $T_B = 1{,}8$ K:

$$\kappa = 1.0 \times 10^{-2} \text{ W/cmK}$$
$$\alpha = 1.9 \text{ W/cm}^2\text{K}$$
$$C = 3.9 \times 10^{-3} \text{ Joule/cm}^3\text{K}$$

Diese Werte stimmen gut mit den von H. Pavlicek [3.1] erhaltenen Werten überein. Da die supraleitenden Elektroden des Tunnelkontaktes durch den Elektronenstrahl gestört werden, können die obigen Werte für $\kappa$, $\alpha$ und C nicht den Badtemperaturen $T_B = 4.2$ K und 1.8 K zugeordnet werden. Sie sind vielmehr die Werte für einen durch die Elektronenbestrahlung erzeugten Nichtgleichgewichtszustand, der schlecht durch einen thermischen Zustand bei einer erhöhten Temperatur beschrieben werden kann.

Abschließend muß hier darauf aufmerksam gemacht werden, daß durch die vorgenommenen Fitprozesse alle drei thermischen Parameter $\kappa$, $\alpha$ und C unabhängig voreinander bestimmt werden und nicht nur zwei wie in Ref. [3.1]. Die Ursache dafür ist die nichtlineare Antwortfunktion $\delta I_q$ ($\delta T$). Aufgrund der Nichtlinearität muß sowohl die $\delta T$ als auch die $\delta I_q$-Achse angefittet werden, woraus man $\kappa$ und $\alpha$ unabhängig voneinander erhält. Bei einer linearen Antwortfunktion könnte nur das Verhältnis $\kappa/\alpha$ bestimmt werden.

## 7.2 Messung der räumlichen Verteilung der Tunnelleitfähigkeit

In Kapitel 4 wurde gezeigt, daß durch Abrastern der Tunnelkontaktoberfläche mit einem fokusierten Elektronenstrahl und gleichzeitigem Messen der elektronenstrahlinduzierten Strom- bzw. Spannungsänderung die räumliche Verteilung der Tunnelleitfähigkeit $\sigma_n(x,y)$ eines Tunnelkontakts gemessen werden kann. Der Arbeitspunkt sollte hierbei im thermischen Gebiet ($eV_b < 2\Delta(T_B)$) liegen. Beim Rasterprozeß wird die Elektronenstrahlintensität zeitlich mit der Frequenz $f_{mod}$ moduliert und nur der ebenfalls mit $f_{mod}$ modulierte Signalanteil mit einem Lock-in Verstärker phasenempfindlich detektiert. Für niedrige Modulationsfrequenzen ($f_{mod}\,\tau_1 << 1$) ist die räumliche Auflösung des Verfahrens durch die Ausheillänge $\Lambda_o^{stat}$ (Gleichung 3.29) gegeben, für hohe Modulationsfrequenzen ($f_{mod}\tau_1 > 1$) wird die räumliche Auflösung durch die frequenzabhängige Länge $\Lambda_1^{dyn}$ (Gleichung 3.37) bestimmt.

In Fig. 7.3 sind einige typische Beispiele für die räumliche Verteilung der Tunnelleitfähigkeit von PbIn-Tunnelkontakten gezeigt. Die Bilder wurden alle stromgesteuert aufgenommen, $\sigma_n(x,y)$ ist in senkrechter Richtung aufgezeichnet (y-Modulationsdarstellung). Die Bilder sollen stellvertretend zeigen, durch welche herstellungsbedingten Ursachen (Elektrodenränder, Substratfehler), durch welche Alterungsprozesse (thermisches Zyklen) und durch welche Eigenschaften des Barrierenoxids selbst (Defekte, Stöchiometrieabweichungen, kristalline Struktur) räumliche Strukturen in der Tunnelleitfähigkeit von Tunnelkontakten aus Bleilegierungen auftreten.

Fig. 7.3a zeigt $\sigma_n(x,y)$ von Tunnelkontakt 19-1B. Das Bild wurde mit einem Arbeitspunkt im thermischen Tunnelgebiet aufgenommen, die Modulationsfrequenz $f_{mod}$ des Elektronenstrahls war 10 MHz. Da der Tunnelkontakt 19-1B auf demselben Substrat unter gleichen Bedingungen wie Tunnelkontakt 19-1A hergestellt wurde, können die Werte $\Lambda_o^{stat}$=5,7µm

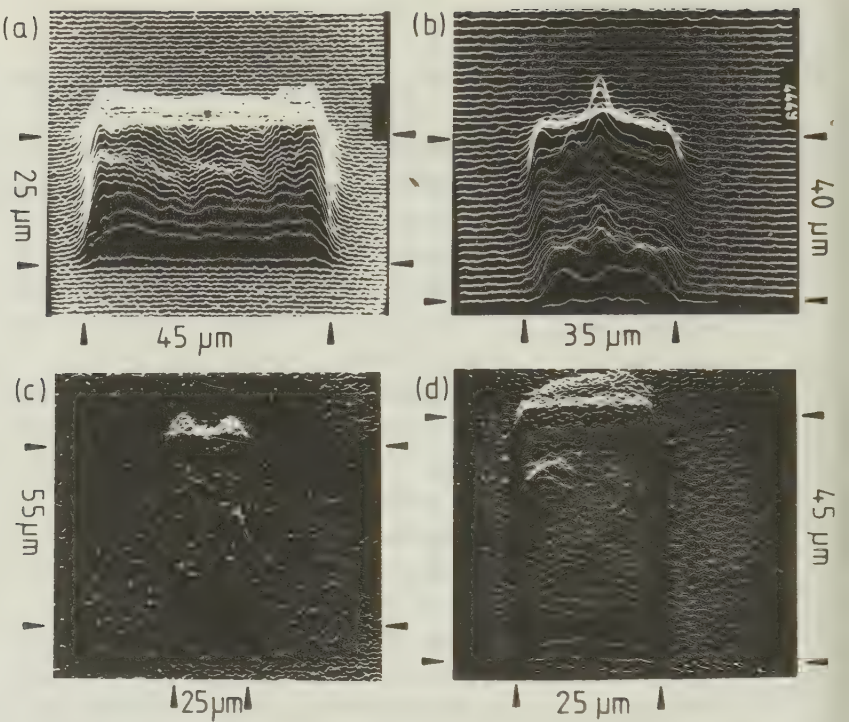



Fig. 7.3: Räumliche Verteilung der Tunnelleitfähigkeit $\sigma_n(x,y)$ (y-Modulationsdarstellung). Die Pfeile deuten die Ränder der Tunnelkontakte an.

(a) 19-1B: $eV_b = 1{,}9\Delta(0)$, $f_{mod}$=10MHz, $P_{el}=4\times10^{-6}$W, $T_B$ = 1,8 K

(b) DTJ41-B: $eV_b = 1{,}9\Delta(0)$, $f_{mod}$=10MHz, $P_{el}=8\times10^{-7}$W, $T_B$ = 1,8 K

(c) 6-1A: $eV_b = 1{,}7\Delta(0)$, $f_{mod}$=10MHz, $P_{el}=8{,}\times10^{-6}$W, $T_B$ = 4,2 K

(d) 19-1A: $eV_b = 5\Delta(0)$, $f_{mod}$=20kHz, $P_{el}=6\times10^{-6}$W, $T_B$ = 4,2 K

und $\tau_1 = 1{,}24 \times 10^{-7}$ sec für Tunnelkontakt 19-1B übernommen werden (vergleiche Kapitel 7.1). Mit diesen Werten erhält man aufgrund der in Kapitel 3 gemachten Überlegungen die Abklinglänge $\Lambda_1 = 2{,}7$ µm für $f_{mod} = 10$ MHz, wobei $\Lambda_o^{stat} = \Lambda_o^{dyn}$ gesetzt wurde. Da $\Lambda_o^{dyn}$ aber immer kleiner als $\Lambda_o^{stat}$ ist, erwartet man ein räumliches Auflösungsvermögen von etwa 2 µm. Dies entspricht sehr gut der in Fig. 7.3a gezeigten Größe der noch aufgelösten räumlichen Strukturen (z.B. Schärfe der Ränder des Tunnelfensters). Die das Auflösungsvermögen bestimmende Abklinglänge kann also grob direkt aus den erhaltenen Spannungsbildern abgelesen werden.

Fig. 7.3a kann entnommen werden, daß die Tunnelleitfähigkeit $\sigma_n(x,y)$ eine etwa 30%ige Schwankung über die Tunnelkontaktfläche besitzt. Über die Ursache dieser Schwankungen kann hier allerdings nur spekuliert werden. Da die räumlichen Variationen im Elektrodenmaterial sehr gering sind, resultieren diese Schwankungen von einer räumlichen Variation der Tunnelbarriere. Die Ursache dafür kann eine Variation der Defektdichte des Oxids, eine Variation der Stöchiometrie des Oxids ($In_2O_3 \leftrightarrow Pb_xO_y$) oder eine Variation der kristallinen Struktur des Oxids sein. Aufschluß darüber können nur gezielte oberflächenanalytische Untersuchungen des Barrierenoxids geben. Die hier durchgeführten Untersuchungen geben aber Auskunft darüber, mit welchen räumlichen Variationen der Tunnelleitfähigkeit gerechnet werden muß. Die experimentellen Daten dieser Arbeit zeigen, daß die räumliche Schwankung der Tunnelleitfähigkeit für Kontakte ohne thermischen Zyklusprozeß meist kleiner als etwa 40 % war. Nach mehrmaligem thermischem Zyklen kann die Schwankung von $\sigma_n(x,y)$ erheblich größer werden.

Fig. 7.3b zeigt $\sigma_n(x,y)$ des Injektors von Doppeltunnelkontakt DTJ 41-B. Die räumliche Auflösung ist bei der verwendeten Modulationsfrequenz von 10 MHz etwa 2 µm. Die charakteristische Erhöhung von $\sigma_n(x,y)$ in der Mitte des Tunnelkontakts entstand erst nach zweimaligem thermischem Zyklen und zwar genau entlang eines kleinen Kratzers im Saphirsubstrat.

Die durch das thermische Zyklen entstandenen Verspannungen führten anscheinend entlang des Kratzers zu einer Veränderung der Oxidbarriere, die in einer Erhöhung von $\sigma_n(x,y)$ resultierte. Interessant ist hierbei, daß die Veränderung entlang der gesamten Länge des Kratzers auftrat. Bei den meisten Kontakten wurden punktförmige Erhöhungen von $\sigma_n(x,y)$ beobachtet, die das Entstehen von Hillocks an diesen Stellen ankündigten.

Fig. 7.3c zeigt $\sigma_n(x,y)$ von Tunnelkontakt 6-1A. Bei der verwendeten Modulationsfrequenz von 10 MHz wird eine räumliche Auflösung von etwa 3 µm erwartet, was gut mit der experimentell beobachteten Auflösung übereinstimmt. $\sigma_n(x,y)$ zeigt eine charakteristische Erhöhung an den Rändern der 25 µm breiten Grundelektrode, die auf dem Bild senkrecht verläuft. Diese Variation von $\sigma_n(x,y)$ ist auf schlechte, teilweise nach oben gewölbte Ränder der Grundelektrode zurückzuführen, die durch fehlende Überhänge in der Photolackstruktur beim Herstellungsprozeß verursacht wurden (siehe Kapitel 5). Für Crossline Kontakte mit guten Rändern konnte diese Erhöhung von $\sigma_n(x,y)$ nicht beobachtet werden (siehe Fig. 7.3a und b). Da alle Injektoren der Doppeltunnelkontakte Crossline-Kontakte sind, wurde bei deren Herstellung besonders auf die Ränder der Grundelektrode geachtet, um keine erhöhte Injektion an den Rändern des Injektors zu erhalten.

Fig. 7.3d zeigt $\sigma_n(x,y)$ von Tunnelkontakt 19-1A nach mehrmaligem thermischem Zyklen. Das Bild wurde mit einem Arbeitspunkt im ohm'schen Gebiet aufgenommen. Der Signalentstehungsmechanismus ist also völlig unterschiedlich zu dem in Fig. 7.3 a - c (siehe Kapitel 4). Die Modulationsfrequenz des Elektronenstrahls war 20 kHz. Der Radius des durch den Elektronenstrahl normalleitend geschalteten Gebiets ist etwa 6 µm. Die daraus resultierende, im Vergleich zu (a) - (c) wesentlich schlechtere räumliche Auflösung ist deutlich zu erkennen. $\sigma_n(x,y)$ zeigt eine deutliche Erhöhung

am linken Rand des Tunnelkontaktes, der mit größter Wahrscheinlichkeit durch den Vorboten eines Hillocks verursacht wird. Derartige punktförmige Erhöhungen von $\sigma_n(x,y)$ konnten allgemein bei allen Tunnelkontakten nach mehrmaligem thermischem Zyklen beobachtet werden. Bei weiteren Zyklusprozessen entstand dann oft durch die vollständige Ausbildung eines Hillocks ein supraleitender Kurzschluß zwischen den Elektroden.

Aus den gezeigten Bildern kann nicht der Absolutwert von $\sigma_n(x,y)$ abgelesen werden, da die $\sigma_n$-Achse nicht in absoluten Einheiten skaliert ist. Eine Eichung der $\sigma_n$-Skala ist aber sehr einfach durch die Beziehung $\int_F \sigma_n(x,y)dF = \bar{\sigma}_n \cdot F$ möglich, wobei $\bar{\sigma}_n$ der aus den IVC's bestimmte räumliche Mittelwert der Tunnelleitfähigkeit ist. Durch direktes Einlesen der experimentellen Daten in ein Computersystem (siehe Kapitel 2) ist anschließend eine Integration von $\sigma_n(x,y)$ über die Tunnelkontaktfläche sehr einfach durchzuführen.

Fig. 7.4 demonstriert die Verbesserung des räumlichen Auflösungsvermögens durch hochfrequente Strahlmodulation. Die Bilder auf der linken Seite wurden mit einer Modulationsfrequenz von 20 kHz, diejenigen auf der rechten Seite mit $f_{mod}$ = 10 MHz aufgenommen. Für den Tunnelkontakt 19-1B (Fig. 7.4a und b) ist $\Lambda_o^{stat}$ = 5.7 µm und $\tau_1 = 1.24 \times 10^{-7}$ sec für $T_B$ = 1.8 K. Mit Gleichung (3.37) ergibt sich eine Auflösungsverbesserung von etwa 6 µm ($f_{mod}$ = 20 kHz) auf etwa 2 µm ($f_{mod}$ = 10 MHz). Für den Tunnelkontakt 6-1A (Fig. 7.4c und d) ist $\Lambda_o^{stat}$ = 7,5 µm und $\tau_1 = 1{,}7 \times 10^{-7}$ sec bei $T_B$ = 4.2 K, wodurch sich eine Verbesserung des Auflösungsvermögens von etwa 8 µm auf etwa 3 µm ergibt. Durch die erreichte Auflösungsverbesserung lassen sich wesentlich mehr räumliche Strukturen von $\sigma_n(x,y)$ erkennen. Für niederfrequent modulierten Elektronenstrahl sind die räumlichen Strukturen von $\sigma_n$ bei Tunnelkontakt 19-1B und die stark erhöhte Tunnelleitfähigkeit bei 6-1A an den Rändern der Grundelektrode

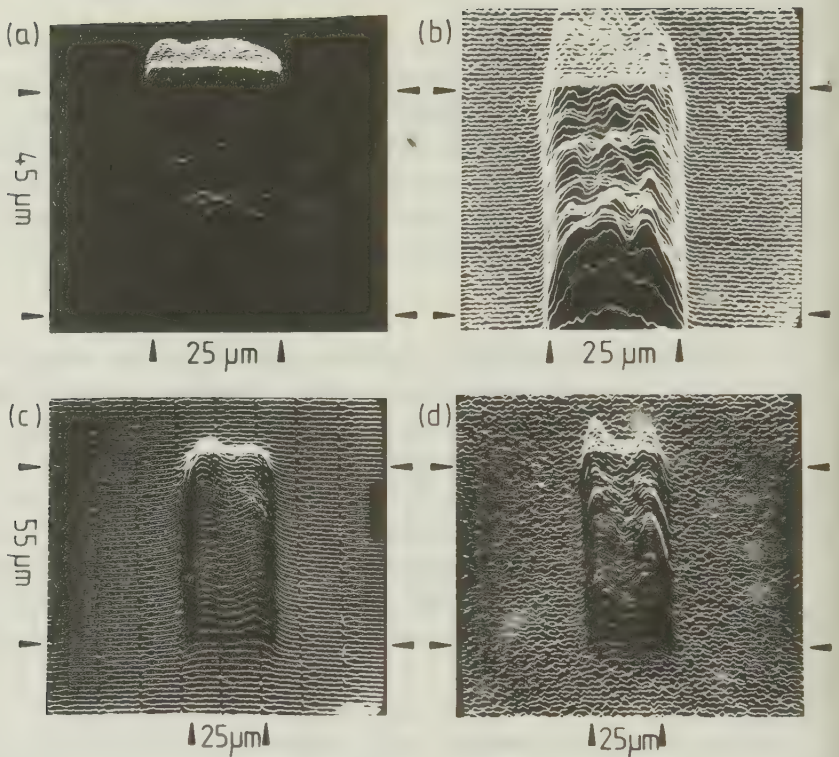



Fig. 7.4: Verbesserung des räumlichen Auflösungsvermögens durch hochfrequente Strahlmodulation bei der Abbildung der räumlichen Verteilung der Tunnelleitfähigkeit (y-Modulationsdarstellung).

(a) 19-1B: $eV_b = 1.9\Delta(0)$, $f_{mod} = 20$ kHz, $P_{el} = 7 \times 10^{-7}$ W, $T_B = 1.8$ K

(b) 19-1B: $eV_b = 1.9\Delta(0)$, $f_{mod} = 10$ MHz, $P_{el} = 4 \times 10^{-6}$ W, $T_B = 1.8$ K

(c) 6-1A: $eV_b = 1.7\Delta(0)$, $f_{mod} = 20$ kHz, $P_{el} = 4 \times 10^{-7}$ W, $T_B = 4.2$ K

(d) 6-1A: $eV_b = 1.7\Delta(0)$, $f_{mod} = 10$ MHz, $P_{el} = 3 \times 10^{-6}$ W, $T_B = 4.2$ K

nur sehr undeutlich zu erkennen. Eine Erhöhung der Modulationsfrequenz und damit Verbesserung des Auflösungsvermögens läßt sich allerdings nicht beliebig fortsetzen, da die Signalamplitude mit steigender Modulationsfrequenz abnimmt. Dadurch wird das Signal-Rausch-Verhältnis mit steigender Modulationsfrequenz immer schlechter bis schließlich der erhöhte Rauschpegel den Gewinn an Auflösungsverbesserung zunichte machte.

Fig. 7.5 zeigt die mit der Modulationsfrequenz $f_{mod}$ = 10 MHz erhaltenen Bilder von $\sigma_n(x,y)$ für die Arbeitspunkte $eV_b$ = 1,6$\Delta(0)$ (Fig. 7.5a und b) und $eV_b$ = 1,75$\Delta(0)$ (Fig. 7.5 c und d). Dabei wurde bei den Bildern b und d nicht der mit $f_{mod}$ oszillierende, sondern der mit $2f_{mod}$ oszillierende Signalanteil phasenempfindlich mit dem Lock-in Verstärker detektiert. Die Amplitude des mit $2f_{mod}$ oszillierenden Signalanteils kann durch eine Fourierzerlegung des Antwortsignals bestimmt werden. Sie hängt natürlich von der Art der Modulation des Elektronenstrahls ab. Bei den hier beschriebenen Experimenten wurde immer eine rechteckförmige Modulation benutzt.

Durch die Messung des Signalanteils bei $2f_{mod}$ = 20 MHz sollte sich eine weitere Auflösungsverbesserung auf etwa 1.5 µm ergeben. Die Bilder (b) und (d) zeigen in der Tat eine noch schärfere Struktur der erhöhten Tunnelleitfähigkeit an den Rändern des Kontaktes. Da die Amplitude der Fourierkomponente bei $2f_{mod}$ wesentlich niedriger als die bei $f_{mod}$ ist, macht sich aber Rauschen bereits störend bemerkbar. Die Signalhöhe von etwa 0.3 µV liegt hier bereits unterhalb des Eigenrauschens des Trontech Vorverstärkers, das etwa 1 µV bei 50 MHz Bandbreite beträgt. Durch den nachgeschalteten Lock-in Verstärker wird aber eine wesentliche Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses erreicht. Fig. 7.5 zeigt außerdem, daß die gemessene räumliche Verteilung der Tunnelleitfähigkeit unabhängig von dem verwendeten Arbeitspunkt $eV_b$ = 1.6$\Delta(0)$ in Fig. 7.5 a und b und $eV_b$ = 1.75$\Delta(0)$ in Fig. 7.5 c und d im thermischen Tunnelgebiet ist.

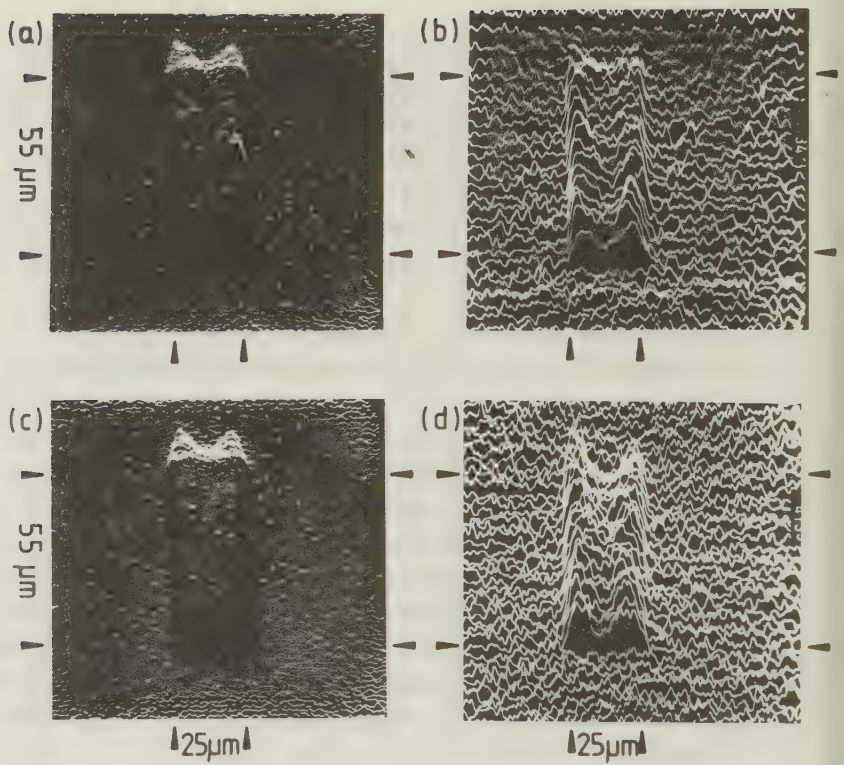



Fig. 7.5: Abbildung der räumlichen Verteilung der Tunnelleitfähigkeit durch Verwendung des mit $2f_{mod}$ oszillierenden Signalanteils((b)und (d)). Zum Vergleich sind die durch Verwendung des mit $f_{mod}$ oszillierenden Signalanteils erhaltenen Bilder ((a) und (c)) gezeigt.
(a)+(b) 6-1A: $eV_b = 1.6\Delta(0)$, $f_{mod}$ = 10 MHz, $P_{el}$= $9 \times 10^{-6}$ W, $T_B$ = 4.2 K
(c)+(d) 6-1A: $eV_b = 1.75\Delta(0)$, $f_{mod}$ = 10 MHz, $P_{el}$ = $9 \times 10^{-6}$ W, $T_B$ = 4.2 K.

Fig. 7.6 a und b zeigen die mit verschiedenen Arbeitspunkten aufgenommenen räumlichen Verteilungen der Tunnelleitfähigkeit des Injektors von DTJ 93-B. In Fig. 7.6 a wurde ein Arbeitspunkt im thermischen Tunnelgebiet, in Fig. 7.6b ein Arbeitspunkt im ohm'schen Gebiet verwendet. Die in

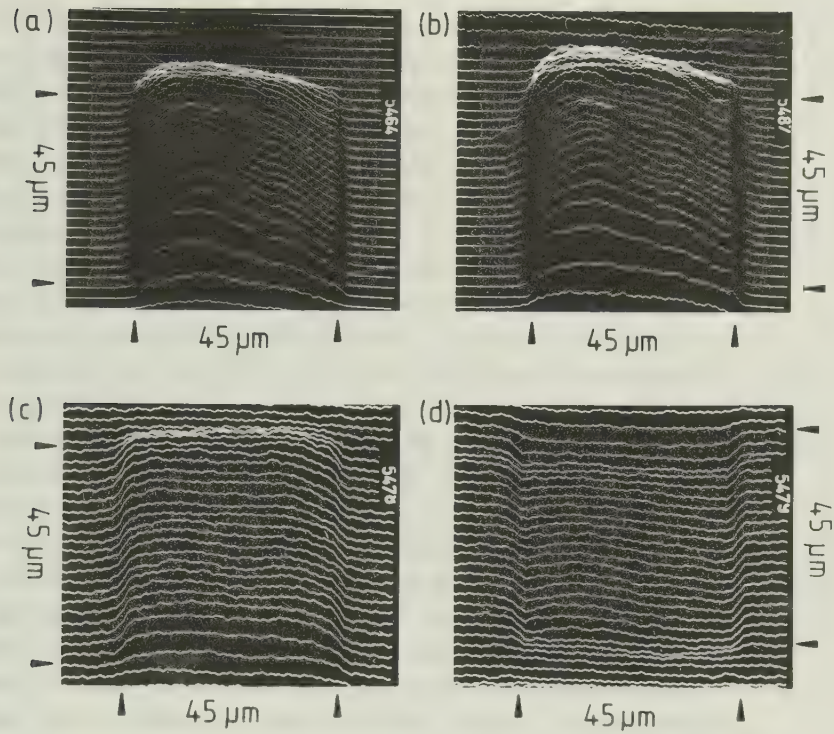



Fig. 7.6: Vergleich der Abbildung der räumlichen Verteilung der Tunnelleitfähigkeit unter Verwendung eines Arbeitspunktes im thermischen Tunnelgebiet (a) und im ohm'schen Gebiet (b). In (a) ist $-\delta V_q$, in (b) $+\delta V_q$ nach oben aufgetragen (Y-Modulationsdarstellung). In (c) und (d) ist der Vorzeichenwechsel bei einer Erhöhung der Arbeitsspannung im ohm'schen Bereich gezeigt, in beiden Bildern ist $-\delta V_q$ nach oben aufgetragen.

Bilddaten: (a) - (d) $f_{mod}$ = 20 kHz, $T_B$ = 1.8 K
$P_{el} = 4 \times 10^{-7}$ W

(a) DTK 93-B, Injektor, $eV_b = 1.6\Delta(0)$

(b) DTK 93-B, Injektor, $eV_b = 4.5\Delta(0)$

(c) DTK 93-A, Injektor, $eV_b = 2.2\Delta(0)$

(d) DTK 93-A, Injektor, $eV_b = 2.5\Delta(0)$

Fig. 7.6 a und b gezeigten Spannungsbilder demonstrieren, daß sowohl mit einem Arbeitspunkt im thermischen als auch im ohm'schen Bereich die räumliche Verteilung der Tunnelleitfähigkeit abgebildet werden kann, obwohl die Signalentstehungsmechanismen in beiden Bereichen völlig unterschiedlich sind. In Fig. 7.6a ist $-\delta V_q(x,y)$ nach oben aufgetragen, in Fig. 7.6b $+\delta V_q(x,y)$. Der in Kapitel 4.2.5 beschriebene Übergang von negativem zu positivem Spannungssignal bei einer Erhöhung der Arbeitsspannung im ohm'schen Bereich (siehe Gleichung 4.47) ist in Fig. 7.6 c und d gezeigt. In beiden Bildern ist $-\delta V_q(x,y)$ nach oben aufgetragen.

Für den Fall der Stromsteuerung gibt es für Ströme kleiner als der maximale Paarstrom immer zwei mögliche Spannungszustände, $V = 0$ und $V > 0$. Deshalb ist es oft schwierig, einen Tunnelkontakt stabil an einem Arbeitspunkt im thermischen Tunnelgebiet zu betreiben, da ein Springen in den $V = 0$ Zustand möglich ist. Dies ist insbesonders dann der Fall, wenn der Paarstrom nicht durch ein externes Magnetfeld unterdrückt werden kann. Aus diesem Grund ist die Abbildungsmethode von $\sigma_n(x,y)$ mit einem Arbeitspunkt im ohm'schen Gebiet oft sehr hilfreich.

## 7.3 Messung der räumlichen Verteilung der Energielücke

(a) Messungen mit großer Elektronenstrahlintensität:

In Kapitel 4 wurde gezeigt, daß mit einem Arbeitspunkt im Energielückengebiet die räumliche Verteilung der Energielücken $\Delta_1(x,y)$ und $\Delta_2(x,y)$ in den beiden Tunnelkontaktelektroden abgebildet werden kann. Für große Elektronenstrahlleistungen liefern gemäß Gleichung (4.39) Gebiete, für die $\Delta_1(x,y) + \Delta_2(x,y) > eV_b$ gilt, ein großes Signal und Gebiete, für die $\Delta_1(x,y) + \Delta_2(x,y) < eV_b$ gilt, ein kleines Signal. Durch Abrastern der Tunnelkontaktfläche und Messen des elektronenstrahlinduzierten Antwortsignals kann deshalb die räumliche Verteilung der Energielücke qualitativ abgebildet werden.

Als Testobjekt für die Energielücken-Abbildungsmethode bieten sich Doppeltunnelkontakte an, da mit diesen gezielt eine inhomogene Energielückenverteilung erzeugt werden kann. Fig. 7.7a zeigt die geometrische Struktur des Doppeltunnelkontakts 41B. Der Injektor wird von Film 1 und Film 2 gebildet, der Detektor von Film 2 und 3. Der Injektor wird dazu benutzt, die Energielücke in Film 2 durch QT-Injektion zu erniedrigen. Der Detektor dient als passive Probe für die Energielückenerniedrigung in Film 2. Die Geometrie des Doppeltunnelkontaktes ist so gewählt worden, daß eine QT-Injektion nicht innerhalb der gesamten Fläche des Detektortunnelkontaktes geschieht(siehe Fig. 7.7a). Dadurch läßt sich eine räumlich inhomogene Energielückenverteilung erzeugen.

Fig. 7.7 zeigt die IVC's des Detektors von Doppeltunnelkontakt 41B und deren Ableitung für verschiedene Injektionsströme. Es ist zu erkennen, wie die Energielücke mit steigender QT-Injektion abnimmt und wie sich durch die inhomogene QT-Injektion Gebiete mit unterschiedlicher Energielücke bilden, wie die beiden Minima in den Ableitungskurven zeigen. Die Energielücke im nichtinjizierten Teil des Detektors bleibt nahezu gleich. Sie wird nur geringfügig durch QT-Diffusion aus dem injizierten Bereich verkleinert. Die Energielücke im injizierten Bereich wird dagegen mit steigender QT-Injektion stark verkleinert. Die jeweiligen Werte der Energielücke in den beiden Gebieten können aus der Lage der beiden Minima in den Ableitungskurven abgelesen werden. Durch den starken Phononen-Einfang in der Filmstruktur wird nicht nur die Energielücke in Film 2 durch die QT-Injektion verringert, sondern in gleicher Weise auch in Film 3. Die Gleichheit der Energielücken in den Detektorelektroden kann aus dem Fehlen einer Struktur bei der Energielückendifferenz in den IVC's abgelesen werden.

Fig. 7.8 zeigt die in Stromsteuerung aufgenommenen Bilder der Energielückenverteilung des Detektors für die Injektionsströme $I_{inj}$ = 0 mA (a), 4 mA (b), 6 mA (c) und 10 mA (d).

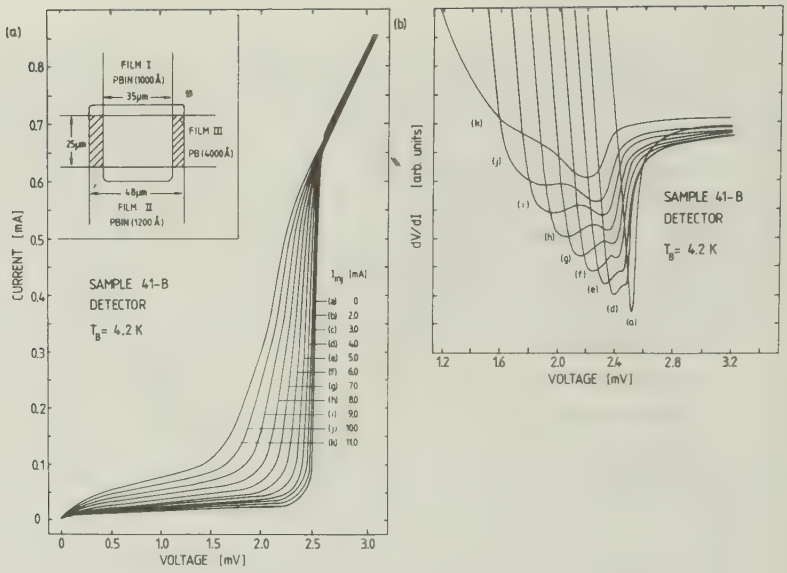



Fig. 7.7: IVC's (a) des Detektortunnelkontaktes von DTJ 41-B und deren Ableitungen (b) für verschiedene Injektorströme. Der Einsatz in (a) zeigt die Geometrie des Doppeltunnelkontaktes, bestehend aus Injektor (Film 1 - Film 2) und Detektor (Film 2- Film 3). Die gestrichelten Flächen zeigen die nichtinjizierten Teile des Detektors.

Die Arbeitsspannungen am Detektor waren $V_b$ = 2,50 mV (a), 2,46 mV (b), 2,38 mV (c) und 2,19 mV (d). Für die verwendete große Elektronenstrahlleistung $P_{el}$ = 1,5 µW sollten nur Gebiete, für die die Summe der Energielücken der Detektorelektroden größer als die Arbeitsspannung ist, ein großes Signal liefern. Ein Vergleich der Energielückenwerte für die verschiedenen Injektionsströme (Fig. 7.7b) mit den Arbeitsspannungen bestätigt, daß dies der Fall ist, d.h. mit der Abbildungsmethode kann qualitativ die räumliche Verteilung der Energielücke abgebildet werden.

Die in Fig. 7.8 gezeigten zwei-dimensionalen Bilder machen nur eine Aussage darüber, ob an einer Stelle des Tunnelkontaktes die Summe der Energielücken der Elektroden

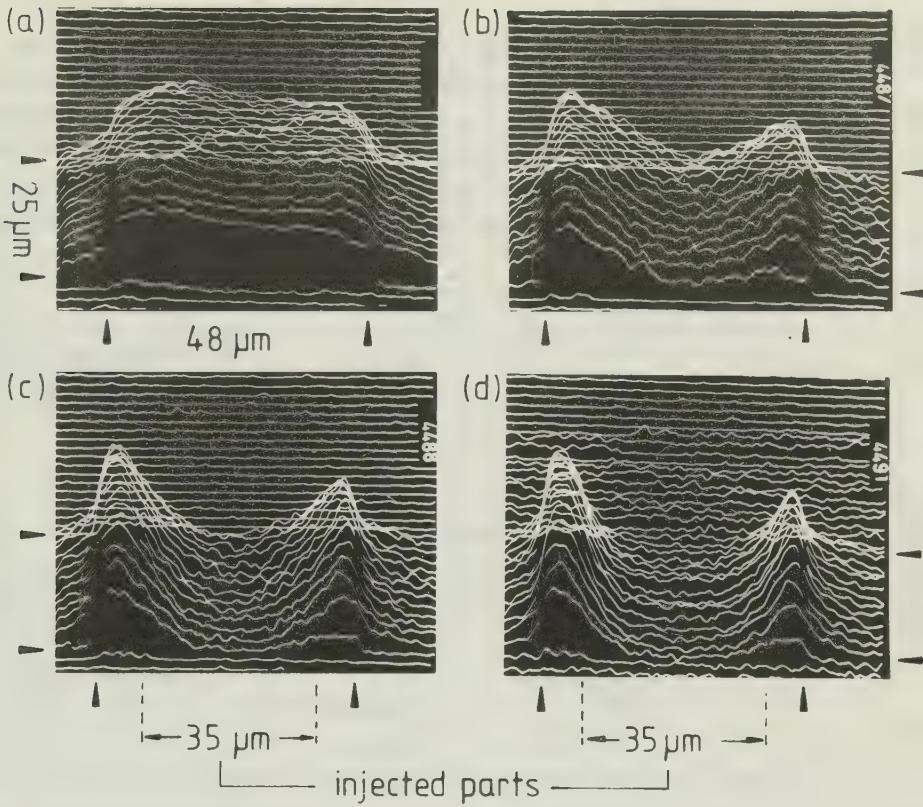



Fig. 7.8: Zwei-dimensionale Spannungsbilder der Energielückenverteilung (Y-Modulationsdarstellung) des Detektors von DTJ 41-B für verschiedene Injektorströme $I_{inj}$ = 0 mA (a), 4 mA (b), 6 mA (c) und 10 mA (d). Die Pfeile markieren die Ränder des Detektors. Bilddaten: $f_{mod}$ = 10 MHz, $P_{el}$ = 1.5x10$^{-6}$W, $T_b$ = 4.2 K, $V_b$ = 2.50 mV (a), 2.46 mV (b), 2.38 mV (c) und 2.19 mV (d).

größer oder kleiner als die Arbeitsspannung $V_b$ ist. Um den absoluten Wert der Energielückensumme zu erhalten, muß, wie in Kapitel 4.2.3 diskutiert wurde, die Abhängigkeit der elektronenstrahlinduzierten Änderung des QT-Tunnelstroms $\delta I_q$ von der Arbeitsspannung $V_b$ gemessen werden. Diese Ab-

hängigkeit ist in Fig. 7.9 für einen Ort im injizierten Bereich des Detektors von DTJ 41-B und einen Ort im nichtinjizierten Bereich gezeigt. Der Wert der Energielückensumme an diesen Orten bei einem Injektionsstrom von 4 mA kann aus dem steilen Abfall der $\delta I_q(V_B)$-Kurven abgelesen werden. Die erhaltenen Werte stimmen sehr gut mit den durch

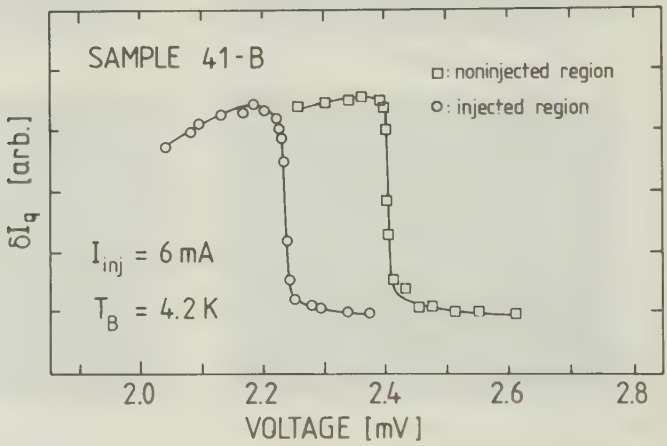



Fig. 7.9: Abhängigkeit der elektronenstrahlinduzierten Änderung des Quasiteilchen-Tunnelstroms von der Arbeitsspannung im injizierten und nichtinjizierten Bereich des Detektors von DTJ 41-B. Der Injektionsstrom war $I_{inj}$ = 6 mA.

die Minima der Ableitungskurven in Fig. 7.7b gegebenen Werten überein. Durch die Messung der $\delta I_q(V_b)$-Abhängigkeit kann also der lokale Wert der Energielückensumme quantitativ bestimmt werden.

(b) Messungen mit kleiner Elektronenstrahlintensität:

Nach Gleichung (4.40) erhält man bei kleiner Elektronenstrahlleistung nur für diejenigen Gebiete der Tunnelkontaktelektroden eine große Änderung des QT-Tunnelstroms, für die $eV_b = \Delta_1(x,y) + \Delta_2(x,y)$ gilt, wenn $\Delta_1(x,y)$ und $\Delta_2(x,y)$ die lokalen Werte der Energielücke in den beiden Elektroden des Tunnelkontaktes sind.

Fig. 7.10 zeigt die mit Stromsteuerung aufgenommenen Spannungsbilder des Injektors von DTJ 93-B. Die Elektronenstrahlleistung war $P_{el} = 2 \times 10^{-7}$ Watt, was bei einer räumlichen Ausheillänge von etwa 6 µm eine Flächenleistung von etwa 0,17 W/cm$^2$ ergibt. Mit einem Wärmeübergangskoeffizienten von $\alpha = 2$ W/cm$^2$K bewirkt die Elektronenbestrahlung eine Temperaturerhöhung von weniger als 100 mK, was bei der geringen Temperaturabhängigkeit der Energielücke bei $T_B = 1.8$ K zu einer sehr kleinen Änderung der Energielücke führt. Dies rechtfertigt die Annahme einer kleinen Störung. Die Arbeitspunkte bei der Aufnahme der Bilder waren $V_b$ = 2.48 mV (a), 2.53 mV (b), 2.55 mV (c) und 2.60 mV (d). Da die Stellen mit maximaler Signalhöhe die Orte markieren, an denen die Summe der Energielücken in den Injektorelektroden gleich der Arbeitsspannung ist, kann aus der Bilderreihe direkt die Energielückenverteilung im Injektor abgelesen werden. Die Energielücke ist an der linken Vorderseite des Tunnelkontaktes am kleinsten und in den Ecken der rechten Seite am größten. Durch die Aufnahme einer Reihe von Spannungsbildern bei verschiedenen Arbeitsspannungen kann also die räumliche Verteilung der Energielücke quantitativ bestimmt werden.

Die Bilder in Fig. 7.10 wurden nicht mit hochfrequenter Strahlmodulation aufgenommen, obwoh dadurch eine bessere räumliche Auflösung erreicht worden wäre. Wie in Kapitel 3 und 4 bereits diskutiert wurde, erhält man bei einer hochfrequenten Strahlmodulation immer eine statische Temperaturerhöhung $\delta T$, der eine hochfrequent oszillierende Störung

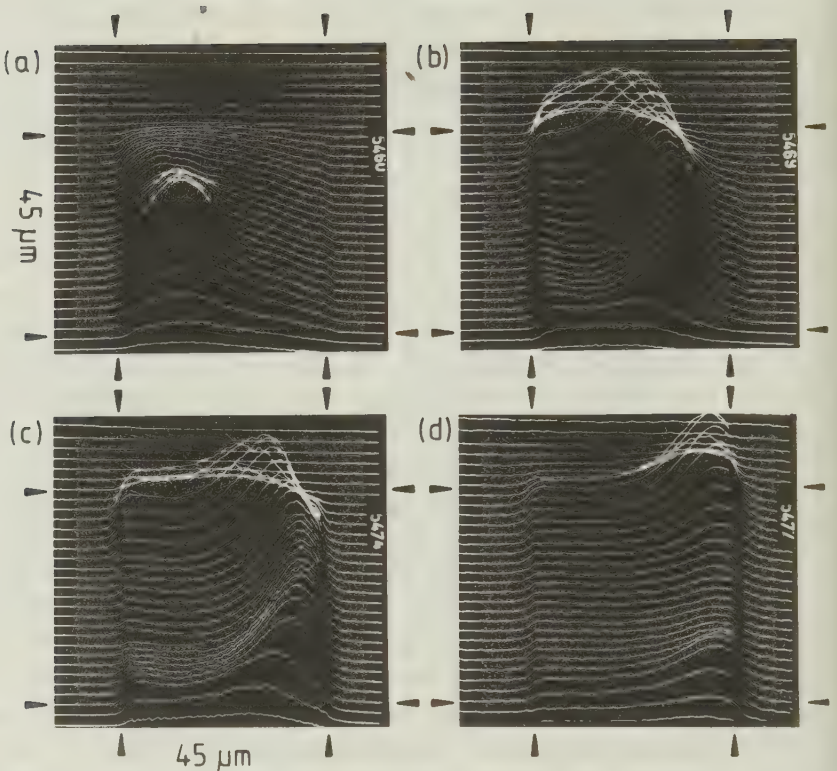



Fig. 7.10: Zwei-dimensionale Spannungsbilder der Energielückenverteilung (Y-Modulationsdarstellung) des Injektors von DTJ 93-B. Die Pfeile markieren die Ränder des Tunnelkontaktes. Bilddaten: $f_{mod}$ = 20 kHz, $P_{el} = 2.0 \times 10^{-7}$ W, $T_B$ = 1.8 K, $V_b$ = 2.48 mV (a), 2.53 mV (b), 2.55 mV (c) und 2.60 mV (d).

überlagert ist. Durch die mittlere Temperaturerhöhung würde man deshalb nicht $\Delta(x,y,T_B)$ sondern $\Delta(x,y,T_b+\delta T)$ messen. Dies ist bei einer quantitativen Bestimmung der Energielücke störend.

Die beobachtete Variation der Energielücke im Injektor von DTJ 93-B ist nicht auf Materialinhomogenitäten in den Tunnelkontaktelektroden zurückzuführen, sondern auf eine Erniedrigung der Energielücke durch den Tunnelstrom selbst. Die QT-Injektionsrate durch den Tunnelstrom bei $eV_b = 2\Delta(T_B)$ ist gegeben durch [7.1]

$$I_q = \frac{2\,J_q}{e \cdot d} \tag{7.9}$$

wobei d aufgrund des hohen Phononeneinfangs die Dicke des gesamten Doppeltunnelkontaktes ist. Mit dieser Injektionsrate läßt sich aus den RT-Gleichungen für den stationären Fall die Überschuß-QT-Dichte $\delta N_q = N_q - N_{qT}$ berechnen zu

$$\delta N_q = N_{qT}\{[1 + \frac{I_q}{N_{qT}} \tau_R \,(1 + \frac{\tau_\gamma}{\tau_B})]^{1/2} - 1\} \tag{7.10}$$

Mit Hilfe von Gleichung (3.4) läßt sich dann die Änderung der Energielücke berechnen. Wie in Kapitel 8 gezeigt wird, steigt die Tunnelstromdichte bei $eV_b = 2\Delta(T_b)$ nicht homogen über die ganze Tunnelkontaktfläche an, sondern es tritt eine räumliche Strukturbildung auf, d.h. es bilden sich Gebiete mit hoher und niedriger Stromdichte. Die inhomogene Aufteilung des Tunnelstroms bewirkt wiederum eine räumlich inhomogene Energielückenverteilung. Die Größe der Energielückenvariation hängt von der Größe der Injektionsrate ab. Aus Gleichung (7.9) geht hervor, daß große Energielückendifferenzen nur für Tunnelkontakte mit großer Tunnelleitfähigkeit $\sigma_n$ und dadurch großer Tunnelstromdichte und mit geringen Elektrodendicken auftreten. Beides trifft, wie Tab. 5.2 entnommen werden kann, auf DTJ 93-B zu. Bei den meisten hier untersuchten Tunnelkontakten ist die durch Selbstinjektion auftretende Energielückenänderung so klein, daß sie experimentell nicht gemessen werden kann. Energielückenvariationen durch Inhomogenitäten im Elektrodenmaterial konnten nicht festgestellt werden.

## 7.4 Abbildung von Temperaturstrukturen

In Kapitel 4 wurde gezeigt, daß es mit einem Arbeitspunkt im ohm'schen Bereich möglich ist, Temperaturstrukturen in supraleitenden Tunnelkontakten abzubilden. Als Beispiel dafür soll hier die Abbildung von Temperaturstrukturen, wie sie in Doppeltunnelkontakten bei hohen Injektionsströmen entstehen, gezeigt werden. Bei Doppeltunnelkontakten aus Bleilegierungen kann wegen des hohen Phononen-Einfangs der durch QT-Injektion entstehende Nichtgleichgewichtszustand durch eine erhöhte Temperatur T* beschrieben werden (T*-Modell). Durch räumlich inhomogene QT-Injektion und/oder inhomogene Wärmeabfuhr ans Substrat kann eine räumlich inhomogene T*-Verteilung entstehen. Diese kann durch Abrastern des Tunnelkontaktes und Messen des elektronenstrahlinduzierten Antwortsignals abgebildet werden. Die Elektronenstrahlleistung muß dabei so groß sein, daß durch die zusätzliche Temperaturerhöhung durch die Elektronenbestrahlung der Tunnelkontakt lokal normalleitend geschaltet werden kann.

Fig. 7.11 zeigt die Geometrie des Doppeltunnelkontaktes 54-A (a) und die zwei-dimensionalen Spannungsbilder von Temperaturstrukturen im Detektor von DTJ 54-A (b-d). Die Fläche des Detektors von DTJ 54-A wird teilweise durch ein Fenster in einer isolierenden SiO-Schicht bestimmt, die zwischen Film 2 und Film 3 aufgebracht wurde. Die mit dem Injektor erzeugte QT-Injektion führt zu einer in dem Doppeltunnelkontakt dissipierten Flächenleistung $P/F = (U_{inj} \cdot I_{inj})/F$ von 16.2 W/cm$^2$ (b), 18.3 W/cm$^2$ (c) und 20.6 W/cm$^2$ (d). Durch Bestimmung der Energielücke der Detektorelektroden aus den Ableitungen der IVC's für die jeweiligen Injektionsströme erhält man die mittleren erhöhten Temperaturen T* = 6.0 K (b), 6.2 K(c) und 6.4 K (d). Die zusätzlich durch den Elektronenstrahl erzeugte Flächenleistung $P_{el}/\pi\Lambda_o^2$ beträgt 1.1 W/cm$^2$ bei der verwendeten Strahlleistung $P_{el} = 8.8 \times 10^{-7}$ W und einer Ausheillänge $\Lambda_o = 5$ µm. Die zusätzliche Störung durch den Elektronenstrahl führt also zu einer kleinen zusätzlichen Temperaturerhöhung $\delta T_{el}$.

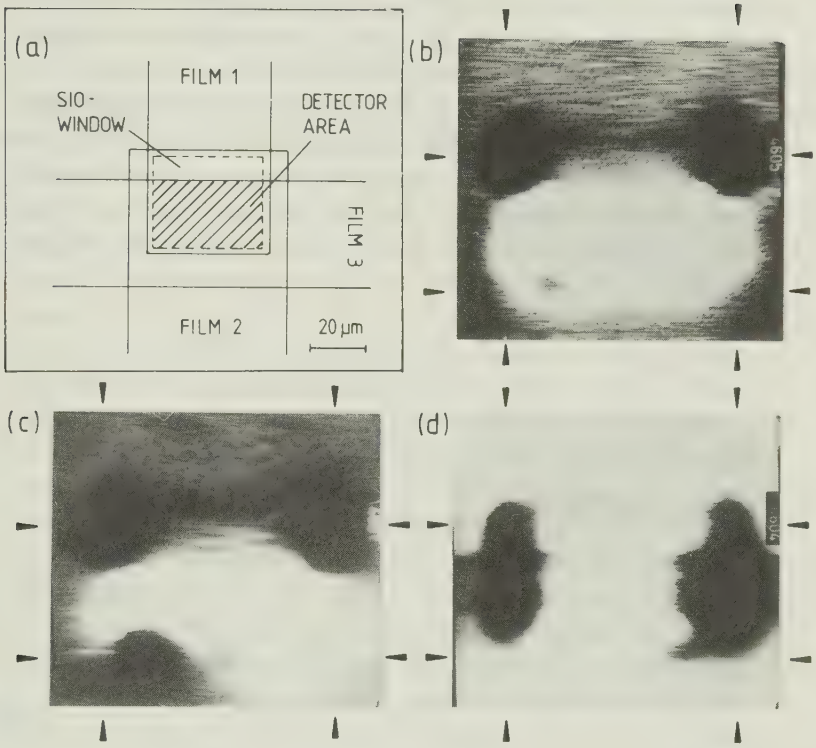



Fig. 7.11: Zwei-dimensionale Spannungsbilder von Temperaturstrukturen im Detektor von DTJ 54-A (Y-Modulationsdarstellung). Die Pfeile markieren die Ränder des Detektors. In (a) ist die Geometrie des Doppeltunnelkontakts gezeigt. Bilddaten: $f_{mod}$ = 20 kHz, $T_B$ = 1.8 K, $P_{el}$ = 8.8 x $10^{-7}$ W, $V_b$ = 2.5 mV, $I_{inj}$ = 8.0 mA (b), 8.5 mA (c) und 9.0 mA (d).

Die durch QT-Injektion erzeugte erhöhte Temperatur T* kann durch räumlich inhomogene Injektion und Wärmeabfuhr innerhalb der Fläche des Detektors variieren. Orte, für die $T^*(x,y) + \delta T_{el} < T_c$ gilt, liefern gemäß Gleichung (4.21) und (4.41) ein negatives Spannungssignal und Orte, für die $T^*(x,y) + \delta T_{el} > T_c$ gilt, liefern gemäß Gleichung (4.44) ein positives Spannungssignal. In Fig. 7.11 entsprechen die hellen Flächen den Gebieten mit negativem Spannungssignal und die dunklen Flächen den Gebieten mit positivem Spannungssignal, d.h., die dunklen Flächen des Spannungsbildes markieren diejenigen Stellen, die eine so hohe Temperatur haben, daß $T^* + \delta T_{el} > T_c$ gilt. Fig. 7.11 zeigt, daß für $I_{inj} = 8$ mA (b) nur die Ecken am oberen Tunnelkontaktrand normalleitend geschaltet werden, also die höchste Temperatur besitzen. Für $I_{inj} = 8.5$ mA (c) folgt die linke Ecke am vorderen Tunnelkontaktrand. Für $I_{inj} = 9.0$ mA (d) kann der gesamte linke und rechte Rand des Detektors normalleitend geschaltet werden. Aus der Bedingung $T^* + \delta T_{el} > T_c$ für das normalleitend Schalten geht hervor, daß sowohl $\delta T_{el}$ als auch, wie in Fig. 7.11 b - d, T* variiert werden kann, um diese Bedingung für bestimmte Gebiete des Tunnelkontaktes zu erfüllen. Um eine Aussage über eine Temperaturstruktur machen zu können, muß immer eine Reihe von Spannungsbildern mit variierenden Werten für $T^* + \delta T_{el}$ aufgenommen werden.

Die Ursache für die in Doppeltunnelkontakt 54-A beobachtete Temperaturstrukturen scheint eine räumliche Variation der Wärmeabfuhr aus Substrat zu sein, da die Tunnelleitfähigkeit des Injektors keine signifikanten räumlichen Inhomogenitäten aufweist. Die Variation der Wärmeabfuhr ans Substrat vor allem an den Rändern des Detektors resultiert aus dem in Fig. 7.11 a gezeigten Schichtaufbau. Als Ursache für die beobachteten Strukturen müssen prinzipiell auch Schwankungen der kritischen Temperatur $T_c$ in Betracht gezogen werden. Die durch Materialinhomogenitäten bedingten $T_c$-Variationen sind in Bleilegierungen allerdings sehr klein und dürften keine Rolle spielen.

Auch in einfachen Tunnelkontakten können Temperaturstrukturen beobachtet werden, die durch starke Inhomogenitäten der Tunnelleitfähigkeit verursacht werden. Die Inhomogenitäten führen zu lokal stark erhöhten Tunnelstromdichten und damit zu einer lokal stark erhöhten Wärmedissipation. Dies führt schon bei relativ niedrigen Gesamttunnelströmen zur Ausbildung von sogenannten Hotspots. Die wesentlichen Ergebnisse über die Abbildung von solchen Strukturen wurden bereits veröffentlicht [1.12] und werden deshalb hier nicht mehr diskutiert.

# 8. UNTERSUCHUNG DER RÄUMLICHEN STRUKTUR VON NICHTGLEICHGEWICHTS-ZUSTÄNDEN IN SUPRALEITERN

## 8.1 Supraleiter fern vom thermischen Gleichgewicht

Supraleitende Zustände außerhalb des thermischen Gleichgewichts können existieren, wenn das supraleitende Metall einer äußeren Störung wie Tunnelinjektion von Quasiteilchen oder Mikrowellen-, Elektronen- oder Laserbestrahlung ausgesetzt wird. Bei dem System Supraleiter mit externer Störung handelt es sich um ein energetisch offenes System, das heißt, daß Energie kontinuierlich in das System hineinfließt und es in oft völlig anderer Form wieder verläßt. Offene Systeme müssen prinzipiell unterschieden werden von geschlossenen Systemen, wie sie in der Gleichgewichts-Thermodynamik betrachtet werden. Um diesen Unterschied klar hervorzuheben, werden die Zustände in offenen Systemen gewöhnlich als dissipative Zustände bezeichnet im Gegensatz zu thermischen Zuständen, die stationäre Zustände in geschlossenen Systemen sind. Stationäre Zustände existieren auch in offenen Systemen. Diese Zustände sind charakteristiert durch ein dynamisches Gleichgewicht unter den verschiedenen konkurrierenden Prozessen im System. Die experimentelle und theoretische Untersuchung dieser dynamischen Gleichgewichtszustände hat in jüngster Zeit großes Interesse auf sich gezogen [8.1]. Für den Fall von Supraleitern fern vom thermischen Gleichgewicht ist die Ursache für dieses Interesse vor allem die hohe Sensibilität des Ordnungsparameters gegen äußere Störungen und die Vielfalt der beobachtbaren Phänomene in Nichtgleichgewichtssupraleitern, die aus der Kopplung der drei Subsysteme Cooperpaare, Quasiteilchen und Phononen resultiert.

Prinzipiell werden bei Supraleitern zwei Gruppen von Nichtgleichgewichtszuständen unterschieden. In der ersten Gruppe ist der Nichtgleichgewichtszustand durch eine QT-Verteilungsfunktion charakterisiert, die symmetrisch bezüglich der Variable $\varepsilon = p^2/2m - E_F$ ist. In diesem Fall ist die Population von

elektronenartigen ($\varepsilon > 0$) und lochartigen ($\varepsilon < 0$) Anregungen identisch, man spricht von einem longitudinalen Nichtgleichgewicht. Zustände dieser Art werden z.B. durch Mikrowelleneinstrahlung oder QT-Injektion mit einem symmetrischen Tunnelkontakt erzeugt. Interessante Phänomene bei dieser Art von Nichtgleichgewichtszuständen sind die mögliche Stärkung der Supraleitung [8.2], falls nur die Energieverteilung und nicht die Zahl der QT durch die Störung geändert wird, ferner die Beobachtung von Phasenübergängen sowie die Ausbildung von räumlich inhomogenen Zuständen [8.3 - 8.5] bei sehr starker Erhöhung der QT-Zahl.

In der 2. Gruppe von Nichtgleichgewichtszuständen ist die QT-Verteilungsfunktion eine ungerade Funktion bezüglich der Variable $\varepsilon$, d.h., die Population von elektronen- und lochartigen Anregungen ist unterschiedlich. Man spricht hier von transversalem Nichtgleichgewicht. Zustände dieser Art werden z.B. durch Tunnelinjektion in einem S-N Kontakt oder in Phasenschlupfzentren [5.1, 8.6] erzeugt. Durch die ungerade QT-Verteilungsfunktion erhält man beim transversalen Nichtgleichgewicht eine effektive Anregungsladung. Diese muß aufgrund der Bedingung der elektrischen Neutralität durch eine in dem supraleitenden Kondensat induzierte Ladung kompensiert werden. Dies führt zu unterschiedlichen chemischen Potentialen von CP und QT. Die Folge davon ist, daß es einem longitudinalen elektrischen Feld möglich ist, in den Supraleiter einzudringen, wodurch die Transformation eines ohm'schen Stroms in einen Suprastrom an der Grenze Normalleiter-Supraleiter konsistent beschrieben werden kann.

In diesem Kapitel wird über die Untersuchung von Nichtgleichgewichtszuständen in supraleitenden Filmen bei starker QT-Injektion berichtet. Außer dem fundamentalen Interesse an der Klärung der hier auftretenden Phänomene wie z.B. räumliche Strukturbildung liegt auch ein starkes anwendungsbezogenes Interesse vor, da viele supraleitende Bauelemente unter

Nichtgleichgewichtsbedingungen arbeiten (Tunnelkontakt mit hoher Tunnelleitfähigkeit) oder die Natur des Nichtgleichgewichtszustandes benutzen (Mikrowellendetektoren [1.3], Phononengeneratoren [8.7], Quiteron [8.8]). Für kleine QT- Injektionsraten verhält sich der Supraleiter, abgesehen von kleinen quantitativen Abweichungen, wie ein Supraleiter im thermischen Gleichgewicht. Für hohe Injektionsraten dagegen kann der homogene supraleitende Zustand instabil werden und in einen neuen, qualitativ völlig verschiedenen Zustand übergehen. Der neue Zustand kann z.B. der normalleitende Zustand oder ein räumlich inhomogener Zustand sein. Die Bildung von dissipativen Strukturen in Nichtgleichgewichtssystemen hat in jüngster Zeit großes Interesse geweckt und wird anhand von mehreren Modellsystemen untersucht.

Für den Fall von supraleitenden Filmen unter starker QT-Injektion sind viele experimentelle Ergebnisse über die Bildung von dissipativen Strukturen bis heute nicht verstanden. Die Ursache dafür ist in den speziellen Eigenschaften des Nichtgleichgewichtszustands zu suchen, die stark von der Natur der verwendeten Störung und dem Charakter der Relaxationsprozesse abhängen, d.h. von der Kopplung der drei Subsysteme CP, QT und Ph und von der Kopplung des Supraleiters an seine Umgebung (Heliumbad, Substrat). Dies soll folgender kurzer Vergleich zwischen der Kinetik der QT im Supraleiter und der der Elektronen und Löcher im Halbleiter verdeutlichen. Da für Halbleiter die Energielücke $E_g$ größer als die Debyeenergie $\hbar\omega_D$ ist, sind Rekombinationsprozesse im Halbleiter ausschließlich Mehrphononen-Prozesse. Deshalb ist die Rekombinationszeit immer wesentlich größer als die Streuzeit. Aus diesem Grund kann die Verteilungsfunktion der Anregungen im Halbleiter meist durch eine quasithermische Verteilungsfunktion angenähert werden. Für Supraleiter gilt dagegen $\hbar\omega_D >> 2\Delta$, d.h., sowohl Rekombinations- als auch Streuprozesse sind Einphonon-Prozesse und besitzen charakteristische Zeiten derselben Größenordnung. Aus diesem Grund ist die Beschreibung der QT-Verteilungsfunktion durch quasithermische Verteilungsfunktionen

nur in wenigen Grenzfällen möglich (siehe T*- und μ*-Modell in Kapitel 4). Ein weiterer wichtiger Unterschied zwischen Supraleitern und Halbleitern ist die bei Supraleitern vorhandene starke Sensitivität der Energielücke auf Änderungen der QT-Anzahl und deren Energieverteilung. Schließlich hat bei Supraleitern die Größe der Energielücke wiederum einen starken Einfluß auf Relaxations- und Streuprozesse der QT.

Ein weiteres Problem, das vor allem bei der Interpretation der mit Nichtgleichgewichtssupraleitern durchgeführten Experimente und deren Vergleich mit theoretischen Modellen auftritt, sind experimentelle Artefakte wie eine räumlich inhomogene QT-Injektion oder Wärmeankopplung des Supraleiters ans Substrat sowie der spezielle Schichtaufbau der untersuchten Proben. Dadurch kann es zu unterschiedlichen, teilweise sich widersprechenden experimentellen Ergebnissen kommen. Um mehr Information über die Struktur von Nichtgleichgewichtszuständen bei hoher QT-Injektion zu erhalten und um die oben erwähnten Fehlerquellen zu eliminieren, sind räumlich auflösende Meßverfahren notwendig. Die TTREM eignet sich hierfür hervorragend, da das räumliche Auflösungsvermögen dieses Meßverfahrens um mindestens eine Größenordnung besser ist als das anderer Verfahren wie Laser-Scanning [3.10, 4.8] oder räumlich auflösender Phononendetektion [8.9]. Die meisten konventionellen Experimente zur Untersuchung von Nichtgleichgewichtszuständen in Supraleitern bei hoher QT-Injektion wurden mit Doppeltunnelkontakten durchgeführt [8.5]. Die experimentell gemessenen Größen sind hierbei die IVC's der Injektor- und Detektortunnelkontakte. Wie in Kapitel 4 diskutiert wurde, liefern die IVC's aber nur eine integrale Information der den Tunnelstrom bestimmenden Größen wie Tunnelleitfähigkeit und Energielücke. Mit der TTREM können dagegen die lokalen Werte dieser Größen bestimmt werden. Dadurch kann, wie in Kapitel 7 gezeigt wurde, direkt die räumliche Homogenität der Tunnelleitfähigkeit und somit die räumliche Homogenität der QT-Injektion durch den Injektor überprüft werden. Durch Messung der räumlichen Verteilung der Energielücke kann

außerdem die Nukleation und die Entwicklung der räumlichen Struktur eines inhomogenen Energielückenzustandes direkt beobachtet werden.

## 8.2 Aussagen der theoretischen Modelle zur Beschreibung von Supraleitern bei starker Quasiteilcheninjektion

Abhängig vom Charakter der äußeren Störung wird bei den theoretischen Modellen unterschieden zwischen Modellen für schmalbandige und solchen für breitbandige Störungen. Von einer schmalbandigen Störung spricht man, wenn die Energie der injizierten QT etwa gleich der Energielücke ist, d.h., wenn

$$eV_{inj} - (\Delta_{i1} + \Delta_{i2}) << \Delta_{i1} + \Delta_{i2} \qquad (8.1)$$

gilt. Von einer breitbandigen Störung ist die Rede, falls die Energie der injizierten QT groß gegenüber der Energielücke ist, d.h., wenn

$$eV_{inj} - (\Delta_{i1} + \Delta_{i2}) >> \Delta_{i1} + \Delta_{i2} \qquad (8.2)$$

gilt. $\Delta_{i1}$ und $\Delta_{i2}$ sind hierbei die Energielücken der Injektor-Elektroden und $V_{inj}$ ist die Spannung am Injektor-Tunnelkontakt. Bei einer breitbandigen Störung relaxieren die injizierten hochenergetischen QT zu niedrigeren Energien. Dadurch entstehen QT in einem weiten Energiebereich. Da die QT bei dem Relaxationsprozeß viele Streuprozesse machen, ist die resultierende Energieverteilung der QT nur sehr wenig von der Natur der externen Störquelle abhängig. Die Energieverteilung der QT kann deshalb für breitbandige Störungen in einigen Fällen durch quasithermische Verteilungen (T*- und μ*-Modell, siehe Kapitel 4) beschrieben werden. Bei einer schmalbandigen Störung hängt die Energieverteilung der QT wegen der fehlenden Relaxationsprozesse stark von der genauen Energieverteilung de

injizierten QT ab. Die resultierende QT-Verteilung kann hier nicht durch quasithermische Verteilungen beschrieben werden, man muß sie durch Lösen der Boltzmann-Gleichungen und der Energielücken-Gleichung bestimmen (vergleiche Kapitel 3).

(a) schmalbandige Störungen:

Das Problem eines Supraleiters mit einer schmalbandigen Störung wurde von Schön et al. [8.10] und von Elesin [8.11] behandelt. Durch Lösung der Boltzmann- und der Energielücken-Gleichung für stationäre,homogene Zustände erhielten sie drei mögliche Lösungen $\Delta_1$, $\Delta_2$ und $\Delta_3$ für die Energielücke des gestörten Supraleiters bei einem bestimmten Injektionsparameter. Durch eine lokale Stabilitätsanalyse konnte gezeigt werden, daß eine Lösung ($\Delta_2$) instabil ist und zwei Lösungen ($\Delta_1$ und $\Delta_3$) stabil sind. Im Hinblick auf global stabile Lösungen wurde gefunden, daß für Injektionsspannungen $eV_{inj} < eV_o$ nur die $\Delta_1$-Lösung global stabil ist und für $eV_{inj} > eV_o$ nur die $\Delta_3$-Lösung global stabil ist. Die Spannung $V_o$ und der Unterschied der beiden Energielücken $\Delta_3 - \Delta_1$ hängen dabei von einem Injektionsparameter ab, der durch die Tunnelleitfähigkeit des Injektors bestimmt wird.

Für den Fall, daß die Spannung am Injektor vorgegeben wird und sich der Strom frei einstellen kann, erhält man bei $V_{inj}=V_o$ einen Phasenübergang 1. Ordnung zwischen einem räumlich homogenen Zustand mit Energielücke $\Delta_1$ und einem räumlich homogenen Zustand mit Energielücke $\Delta_3$. Wird der Injektorstrom vorgegeben, so erhält man bei $V_{inj} = V_o$ einen Phasenübergang 2. Ordnung. Der vorgegebene Injektionsstrom bestimmt die relativen Phasenvolumina der $\Delta_1$- und $\Delta_3$-Lösungen, die Phasengrenzen sind stabil und stationär. Durch die Fixierung des Injektionsstromes kommt es also zu einer räumlichen Strukturbildung. Dies kann analog zur Filamentbildung in Halbleitern [8.12, 2.11] gesehen werden. Ein wichtiger Aspekt ist hierbei, daß für die Instabilität und den Übergang zu dem räumlich inhomogenen Zustand keine kritische QT-Konzentration benötigt wird. Der Ursprung der

Instabilität ist vielmehr in der starken Abhängigkeit des Injektionsparamters von der Energielücke des gestörten Supraleiters begründet. Deshalb spricht man hier von Schwelleninstabilität. Die Modellvorhersagen können experimentell gut bestätigt werden (siehe Kap. 8.3 und Ref. 1.8).

(b) breitbandige Störungen:

Für breitbandige Störungen sind die quasithermischen Verteilungsfunktionen des μ*- und T*-Modells geeignete Näherungen für die exakten Verteilungsfunktionen, die man durch Lösen der Boltzmann-Gleichungen erhält. Dadurch können diese Modelle zur Beschreibung von Supraleitern, die durch eine breitbandige Störung beeinflußt werden, benutzt werden. Für sehr starke Störungen machen die quasithermischen Modelle folgende Vorhersagen:

Das T*-Modell sagt einen Phasenübergang 2. Ordnung in den normalleitenden Zustand mit wachsender Intensität der Störung vorher. Die Aussagen der μ*-Modells sind etwas komplexer. Der Supraleiter sollte eine Diffusionsinstabilität aufzeigen, wenn eine kritische Überschuß-Quasiteilchendichte $N_c$ [8.13] erreicht wird. Abhängig vom Wert von $N_c$ und der Temperatur soll ein Phasenübergang 1. Ordnung in einen räumlich inhomogenen Zustand, ein Phasenübergang 2. Ordnung in einen Zustand der durch einen Wellenvektor $q_m$ [8.13] charakterisiert werden kann, oder ein Phasenübergang 2. Ordnung in den normalleitenden Zustand auftreten.

Die μ*-Modell Instabilität kann mit Hilfe der phänomenologischen Beziehung $J_q \sim - \nabla\mu^* \sim -(d\mu^*/dN_q)\ \nabla N_q$ zwischen QT-Strom und chemischem Potential verstanden werden. Für sehr hohe QT-Konzentrationen $N_q$ nimmt die Energielücke so schnell ab, daß mit zunehmendem $N_q$ ein kleineres chemisches Potential notwendig ist, um die Überschuß-QT-Dichte aufrecht zu erhalten. In diesem Fall wird $d\mu^*/dN_q < 0$, d.h., der QT-Strom

fließt von Gebieten höherer QT-Konzentration in Gebiete mit kleinerer Konzentration. Es ist allerdings sehr fragwürdig, ob ein Strom $\sim\nabla\mu^*$ für Zustände angenommen werden darf, die lokal instabil sind, d.h., für Zustände, für die $d\mu^*/dN_q < 0$ gilt. Eine ausführliche Diskussion dieses Problems ist in Ref. 8.3 und 8.4 zu finden.

Elesin et al. [8.14 - 8.16] berechneten die exakten Energieverteilungen der QT und Ph numerisch durch Lösen der Boltzmann-Gleichungen für eine äußere Störung, die QT mit Energien $9\Delta(0) < E_{QT} < 10\Delta(0)$ erzeugt. Mittels einer Approximierung der berechneten exakten Verteilungen durch Fermi-Verteilungen mit Effektivwerten für $\mu^*$ und $T^*$ bestimmten sie die Abhängigkeit der effektiven Temperatur $T^*$ und des effektiven chemischen Potentials $\mu^*$ von der QT-Generationsrate für verschiedene Phonon-Einfangfaktoren. Im Gegensatz zum $\mu^*$-Modell konnten sie für alle QT-Konzentrationen und alle Phonon-Einfangfaktoren keine Diffusionsinstabilität finden. Für QT-Generationsraten oberhalb eines kritischen Werts erhielten sie allerdings zwei mögliche Lösungen für die Energielücke. Zusätzlich zu der gewöhnlichen Lösung einer abnehmenden Energielücke mit zunehmender Störung fanden sie eine Lösung mit zunehmender Energielücke bei zunehmender Störung. Die Ursache für diese Lösung ist die Tatsache, daß mit zunehmender Energielücke die Rekombinationsrate wegen des Faktors $\Delta^2/EE'$ in den Kohärenzfaktoren zunimmt. Elesins Theorie sagt einen Phasenübergang 1. Ordnung in den normalleitenden Zustand voraus. Außerdem ist ein Zustand möglich, bei dem die normalleitende und supraleitende Phase in der Probe koexistieren können,wobei die Größe des normalleitenden Bereichs mit wachsender Störung zunimmt.

Vor kurzem wurde von Iguchi und Konno [8.17] ein weiteres Modell zur Beschreibung des Verhaltens von Supraleitern bei breitbandiger Störung vorgeschlagen. Dieses Modell basiert auf den RT-Gleichungen und berücksichtigt den Effekt von Relaxationsphononen. Für einen kritischen Wert der externen Störung liefert das Modell eine räumlich periodische Lösung.

Es konnte allerdings gezeigt werden [8.18], daß diese Lösung instabil und damit experimentell nicht zu beobachten ist.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die verschiedenen theoretischen Modelle für breitbandige Störungen sehr unterschiedliche Ergebnisse liefern. Die Theorie von Elesin scheint am fundiertesten. Mit ihrer Hilfe können viele Experimente mit QT-Erzeugung durch Laserbestrahlung [8.19, 8.20] gut verstanden werden. Experimente mit Tunnelinjektion von QT [8.5] können dagegen meist nicht mit dieser Theorie erklärt werden. Zu ihrer Interpretation werden meist die μ*- oder T*-Modelle herangezogen, die allerdings, vom theoretischen Standpunkt aus betrachtet, mit großer Vorsicht zu benutzen sind. Eine umfassende Erklärung der bei intensiver, breitbandiger Störung auftretenden Nichtgleichgewichtsphänomene kann zur Zeit nicht gegeben werden. Dies mag auch darin begründet sein, daß viele experimentell beobachtete Nichtgleichgewichtsphänomene auf experimentellen Artefakten, z.B. räumlich inhomogener QT-Injektion, beruhen (siehe Kap. 8.3.2).

## 8.3 Räumliche Strukturbildung - Abbildung von Mehrenergielückenzuständen

### 8.3.1 Experimente mit schmalbandiger Quasiteilchen-Injektion

Die experimentellen Ergebnisse mit schmalbandiger Quasiteilcheninjektion wurden bereits veröffentlicht. Es werden deshalb hier nur die wichtigsten Ergebnisse zusammengefaßt. Eine ausführliche Beschreibung der Experimente ist in Ref. 1.8 gegeben.

Folgende experimentellen Resultate wurden erhalten:

(a) Die Ausbildung eines räumlich inhomogenen Zustands mit zwei verschiedenen Energielücken $\Delta_1$ und $\Delta_3$ in dem gestörten Film konnte beobachetet werden. $\Delta_3$ ist dabei die Energielücke des ungestörten Films und $\Delta_1$ eine erniedrigte Energielücke. Die Differenz $\Delta_3 - \Delta_1$ der Energielücken wurde durch die Tunnelleitfähigkeit $\sigma_n$ des Injektors und die Dicke des injizierten Films bestimmt.

(b) Bei den Experimenten, die in Stromsteuerung durchgeführt wurden, konnte in Übereinstimmung mit den theoretischen Modellen [8.10, 8.11] ein Phasenübergang 2. Ordnung zwischen der $\Delta_3$- und der $\Delta_1$-Lösung beobachtet werden. Die beiden Energielücken konnten bei einer Spannung $V_o$ koexistieren, deren Wert, genauso wie die Differenz der Energielücken, durch $\sigma_n$ und d bestimmt wurde. Die jeweilige Größe der Phasenvolumina der $\Delta_1$- und $\Delta_3$-Lösung wurde durch die Größe des Injektor-Stromes bestimmt.

(c) Die von den theoretischen Modellen vorhergesagte "Schwelleninstabilität" und der Übergang in den räumlich inhomogenen Zustand konnte bei allen Doppeltunnelkontakten beobachtet werden, deren Injektoren genügend hohe Tunnelleitfähigkeiten $\sigma_n$ und geringe Elektrodendicken besaßen. Für kleine $\sigma_n$ und große d wurde die Energielückendifferenz $\Delta_3 - \Delta_1$ so gering, daß sie experimentell nicht mehr gemessen werden konnte. Für die Ausbildung des inhomogenen Energielückenzustands war allerdings keine kritische QT-Dichte notwendig, wie dies z.B. bei der $\mu^*$-Instabilität der Fall ist. Die Instabilität beruht auf dem schwellenartigen Ansteigen der QT-Injektion bei Erreichen der Energielücken-Summenspannung.

(d) Mit Hilfe der TTREM konnte erstmals die Nukleation des Gebiets mit niedriger Energielücke und dessen räumliche Entwicklung mit steigendem Injektionsstrom direkt beobachtet werden. Es konnte gezeigt werden, daß Inhomogenitäten der Tunnelbarriere oder der Energielücke der Injektorelektroden als Nukleationszentrum für das Gebiet mit niedriger Energielücke dienen. Es wurde außerdem beobachtet, daß sich jeweils immer nur ein

zusammenhängendes Gebiet mit den Energielücken $\Delta_1$ und $\Delta_3$ ausbildet. Dies stimmt mit den theoretischen Vorhersagen von Schön und Tremblay [8.10] überein.

Die Experimente mit schmalbandiger QT-Injektion bestätigen sehr gut die Vorhersagen der theoretischen Modelle. Mit Hilfe der räumlich auflösenden Meßmethoden konnte erstmals die Auswirkung von räumlich inhomogener QT-Injektion untersucht werden. Die theoretischen Modelle gehen durchweg von einer völlig homogenen QT-Injektion aus. In diesem Fall nukleiert sich die $\Delta_1$-Lösung beim Erhöhen des Injektionsstroms aufgrund der immer vorhandenen räumlichen Fluktuationen an einer beliebigen Stelle des gestörten Films. Die Experimente haben allerdings gezeigt, daß es mit PbIn-PbIn-Injektoren nicht möglich ist, eine genügend homogene QT-Injektion zu erzeugen, um einen durch Fluktuationen bestimmten Nukelationsort zu erhalten. Der Nukleationsort der $\Delta_1$-Lösung wurde vielmehr immer durch Inhomogenitäten der QT-Injektion bestimmt und war deshalb immer ortsfest. Aus dieser experimentellen Beobachtung kann jedoch nicht geschlossen werden, daß die Schwelleninstabilität und der Übergang in den räumlich inhomogenen Zustand nur bei räumlich inhomogener QT-Injektion auftritt. Sie zeigt vielmehr, daß kleinste räumliche Inhomogenitäten als Nukleationszentren dienen, was bei vielen anderen Systemen in ähnlicher Form beobachtet werden kann.

### 8.3.2 Experimente mit breitbandiger Quasiteilchen-Injektion

(a) Experimentelle Voraussetzungen:

Zur Untersuchung von durch QT-Injektion erzeugten Nichtgleichgewichtszuständen in supraleitenden Filmen werden meist Doppeltunnelkontakte (DTK) verwendet. Fig. 8.1 zeigt schematisch einen Schnitt durch eine auf ein Saphirsubstrat aufgebrachte DTK-Struktur. Mit Hilfe des Injektors werden Quasiteilchen in den mittleren Film der Struktur injiziert, der

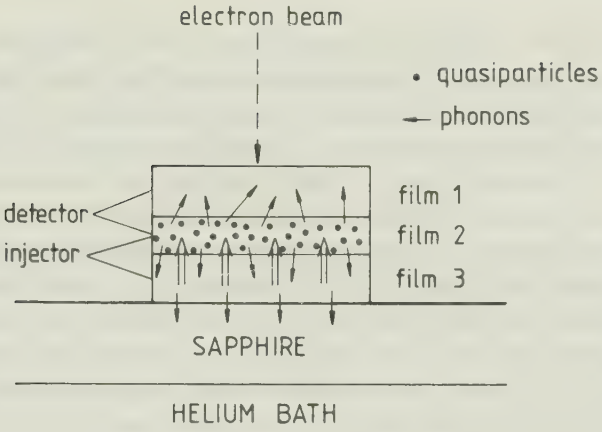



Fig. 8.1: Schematische Darstellung der experimentellen Situation bei der Untersuchung von Nichtgleichgewichtszuständen in supraleitenden Filmen mit Hilfe von Doppeltunnelkontaktstrukturen.

Detektor soll als passive Probe für den dadurch erzeugten Nichtgleichgewichtszustand dienen. Der Detektor kann als passive Probe betrachtet werden, wenn dessen Tunnelleitfähigkeit mindestens um eine Größenordnung kleiner als die des Injektors ist.

Bei fast allen konventionellen Experimenten mit DTK sind die IVC's des Detektors und Injektors sowie deren Ableitungen die einzigen experimentellen Informationen. Aus der Form der Detektor-IVC kann zwar auf eine räumlich inhomogene Energielückenverteilung, nicht aber auf deren genaue räumliche Struktur geschlossen werden. Ebenso liefert die Injektor-IVC nur eine räumlich gemittelte Information über die Tunnelleitfähigkeit, sagt aber nichts über deren räumliche Homogenität aus. Mit Hilfe der TTREM kann dagegen die räumliche Verteilung sowohl der Tunnelleigfähigkeit des Injektors, als auch der Energielücke in dem gestörten Film direkt abgebildet werden. Dadurch können vor allem Zusammenhänge zwischen räumlich inhomogener QT-Injektion und der Struktur der entstehenden Nichtgleichgewichtszustände untersucht werden.

Bei der Abbildung der räumlichen Verteilung der Tunnelleitfähigkeit des Injektors wird der über dem Injektor liegende Detektor elektrisch kurzgeschlossen. Da die Eindringtiefe der Strahlelektronen ($\approx$ 1 µm bei 25 keV) meist größer als die Gesamtdicke der DTK-Struktur ist, werden alle drei Filme der Struktur etwa gleich stark gestört. Deshalb ist die Untersuchung des unter dem Detektor liegenden Injektors kein Problem. Bei anderen Verfahren (z.B. Laserscanning) ist dies wegen der sehr geringen Eindringtiefe des Laserstrahls kaum möglich. Bei der Abbildung der räumlichen Verteilung der Energielücke der Detektorelektroden wird aufgrund der großen Eindringtiefe des Elektronenstrahls auch der Injektor beeinflußt. Da bei breitbandiger QT-Injektion der Injektor aber bei Spannungen $eV_{inj} >> 2\Delta_{inj}$ betrieben wird, wird die Injektionsrate durch die lokale Elektronenbestrahlung nicht verändert (siehe Kapitel 4).

Die durch den Injektor erzeugte QT-Dichte ist für eine zeitlich konstante Injektion durch Gleichung (7.10) gegeben. Für die Injektionsrate $I_q$ muß dabei der Ausdruck

$$I_q = \frac{\alpha J_q}{e.d} \qquad (8.3)$$

verwendet werden. Der Faktor $\alpha$ gibt hierbei an, wieviele zusätzliche QT durch Relaxationsphononen erzeugt werden.

Eine sehr wichtige Größe bei Experimenten mit DTK ist der Phonon-Einfangfaktor der Struktur. Fig. 8.1 zeigt, daß bei der Rekombination der injizierten QT Phononen entstehen, die wiederum CP aufbrechen können bzw. ins Substrat entkommen können. Der Phonon-Einfangfaktor gibt an, um wieviel wahrscheinlicher der Paarbrechungsprozeß gegenüber dem Entkommprozeß ist. Bei sehr kleinem Phonon-Einfangfaktor bleibt der oberste Film der Struktur nahezu ungestört, während bei sehr hohem Phonon-Einfangfaktor, wie er bei PbIn-DTK vorliegt, alle Filme fast gleichmäßig gestört werden. Für eine detailierte Analyse der Größe der Störung jedes einzelnen Films müssen die Phononen-

Transmissionskoeffizienten zwischen den einzelnen Filmen sowie zwischen der Basiselektrode und dem Substrat genau bekannt sein. Dies ist aber meist nicht der Fall. Für den Fall von PbIn-DTK kann allerdings mit sehr guter Näherung angenommen werden, daß alle Filme gleich gestört werden.

Der Phonon-Einfangfaktor beeinflußt auch sehr stark die Größe der erzeugten Überschuß-QT-Dichte $\delta N_q$ bei konstanter Injektionsrate $I_q$, da im Fall eines hohen Phonon-Einfangfaktors die effektive Lebensdauer der QT $\tau^{eff} = \tau_{RT}(1 + \tau_\gamma/\tau_B)$ wesentlich größer wird (vergleiche Gl. 7.10). Durch die längere Lebensdauer der QT wird auch die QT-Diffusionslänge größer. Dies kann, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, direkt durch einen Vergleich der experimentellen Ergebnisse von Messungen im Badkryostat und im TTREM beobachtet werden. Da im TTREM die Oberseite des DTK nicht gekühlt wird, ist hier der Phonon-Einfangfaktor um etwa den Faktor 2 höher.

(b) Experimentelle Ergebnisse:

In Fig. 8.2 - 8.8 sind typische experimentelle Ergebnisse gezeigt, wie sie mit PbIn-DTK erhalten wurden. Dabei wurden vier DTK (83-B, 84-A, 93-B, 98-A) mit ähnlichen Tunnelleitfähigkeiten des Injektors ($\sigma_n^{inj} = 1{,}0 \times 10^{+6} - 1{,}0 \times 10^{+5}$ $1/\Omega cm^2$) und des Detektors ($\sigma_n^{det} = 2{,}0 \times 10^{+4} - 8{,}0 \times 10^{+4}$ $1/\Omega cm^2$) und ähnlichen Gesamtschichtdicken (4000 - 5000 Å) ausgewählt, die aber völlig unterschiedliche Ergebnisse in Bezug auf die Beobachtung von räumlich inhomogenen Energielückenzuständen liefern. Mit diesen Ergebnissen soll vor allem der Einfluß einer inhomogenen QT-Injektion auf die Ausbildung eines inhomogenen Energielückenzustandes gezeigt werden. In Fig. 8.9 und 8.10 werden zum Vergleich typische Ergebnisse für einen DTK (64-A) gezeigt, der eine größere Gesamtschichtdicke (6000 Å) und eine geringere Injektor-Tunnelleitfähigkeit ($\sigma_n^{inj} = 1{,}0 \times 10^4$ $1/\Omega cm^2$) besitzt. Bei DTK dieser Art wurden keine räumlich inhomogenen Zustände beobachtet.

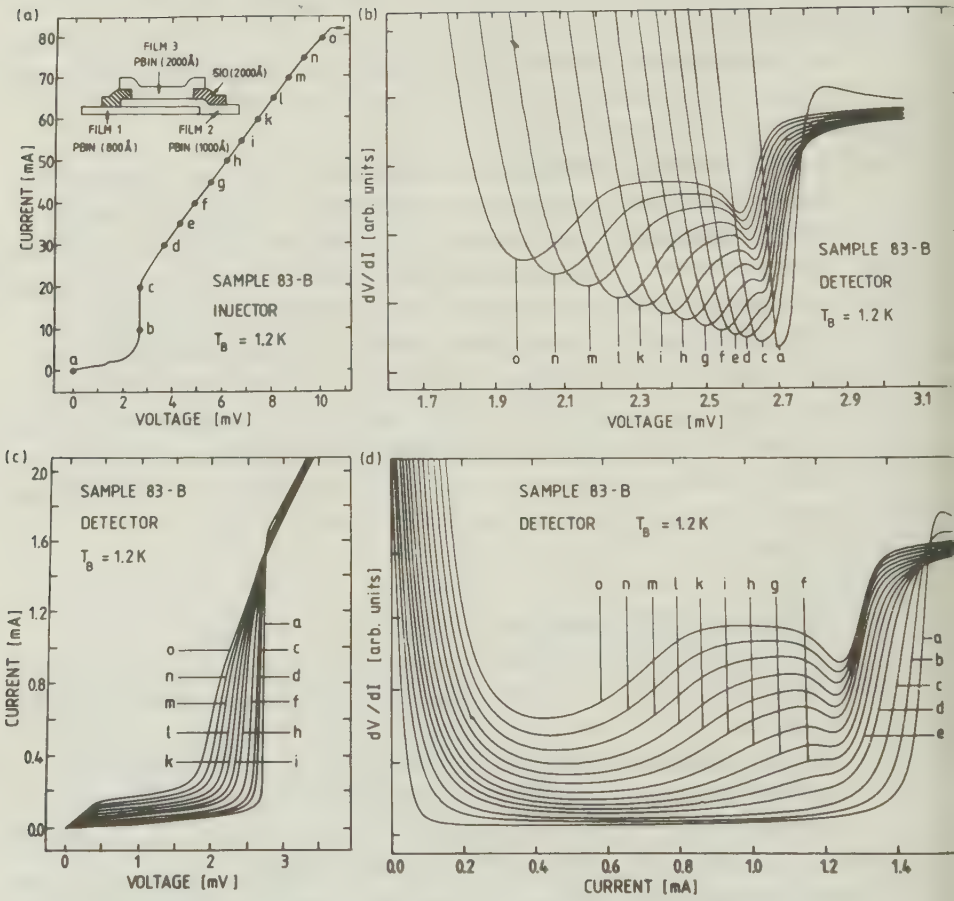



Fig. 8.2: Strom-Spannungs-Charakteristiken des Injektors (a) und des Detektors (c) für verschiedene Injektionsströme von Doppeltunnelkontakt 83-B. In (b) und (d) ist die Ableitung der Detektor-IVC's in Abhängigkeit von der Detektorspannung bzw. vom Detektorstrom gezeigt.

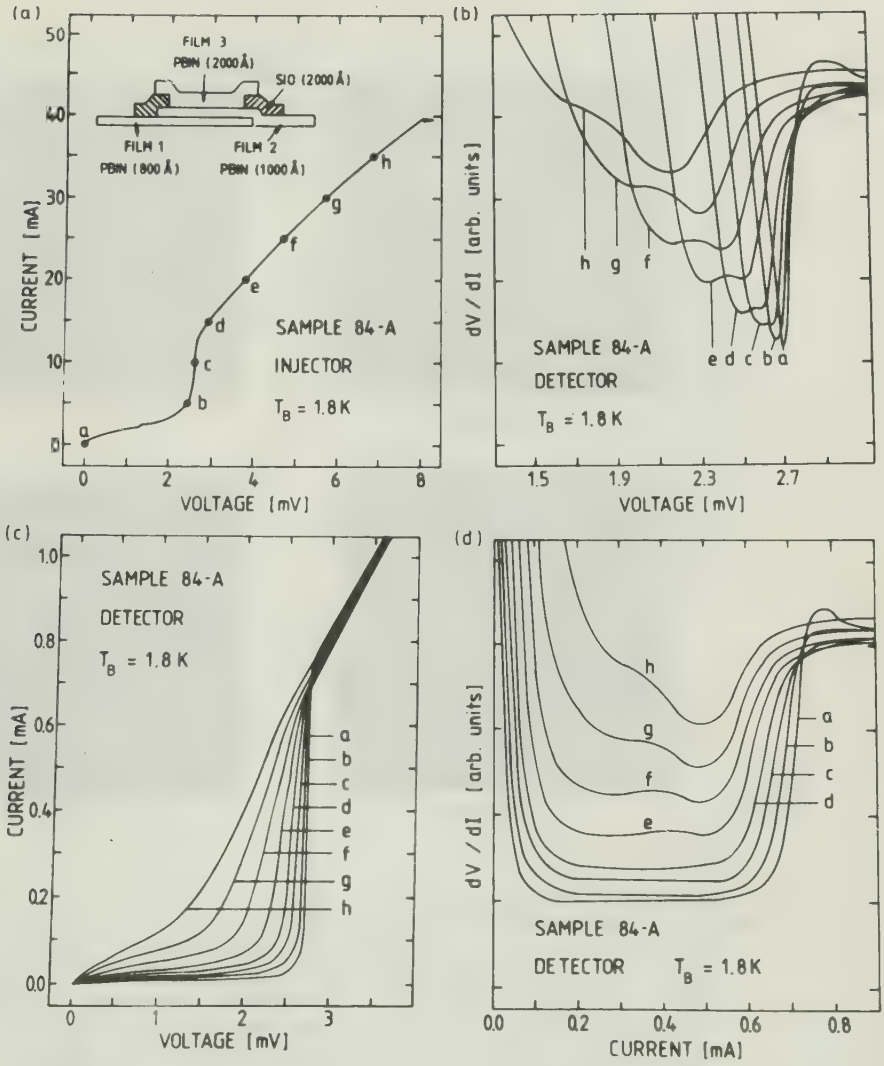



Fig. 8.3: Strom-Spannungs-Charakteristiken des Injektors (a) und des Detektors (c) für verschiedene Injektionsströme von Doppeltunnelkontakt 84-A. In (b) bzw. (d) ist die Ableitung der Detektor-IVC's in Abhängigkeit von der Detektorspannung bzw. vom Detektorstrom gezeigt.

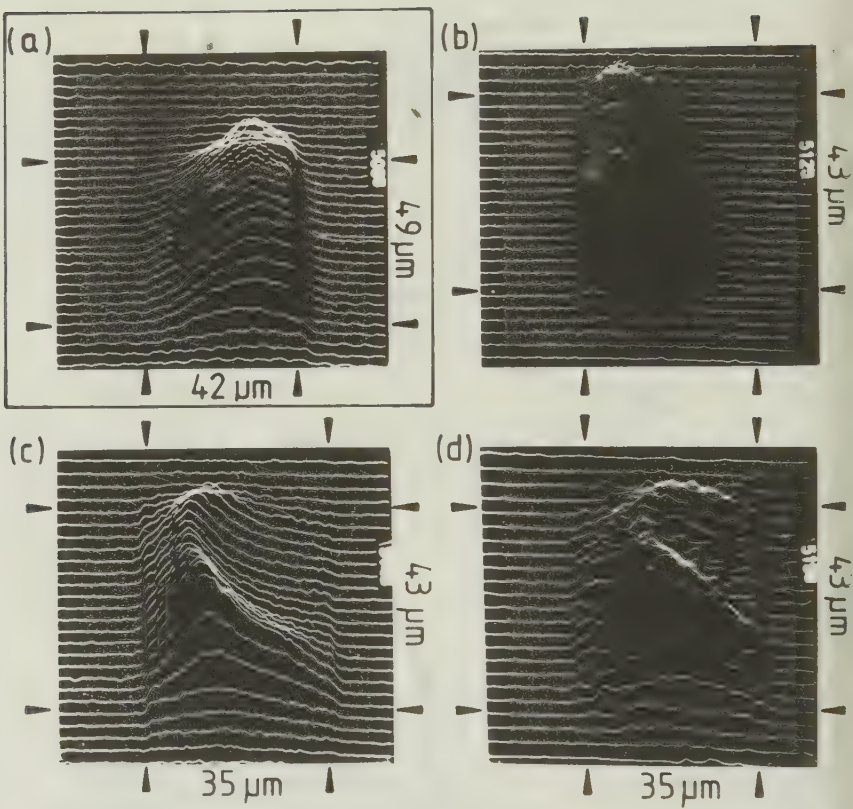



Fig. 8.4: Spannungsbilder der räumlichen Verteilung der Tunnelleitfähigkeit des Injektors (a) und der Energielücke des Detektors (b-d) von Doppeltunnelkontakt 84-A für einen Injektionsstrom von 20 mA (Y-Modulationsdarstellung). Die Pfeile markieren die Ränder des Injektors bzw. Detektors.

(a) Injektor: $V_b$ = 1.85 mV, $P_{el}$ = 5x1o$^{-7}$ W, $f_{mod}$ = 20 kHz, $T_B$ = 1.8 K

(b) - (d) Detektor: $V_b$ = 2.45 mV (b); 2.35 mV (c); 2.20 mV (d), $P_{el}$ = 2.2 x 10$^{-7}$ W, $f_{mod}$ = 20 kHz, $T_B$ = 1.8 K, $I_{inj}$ = 20 mA

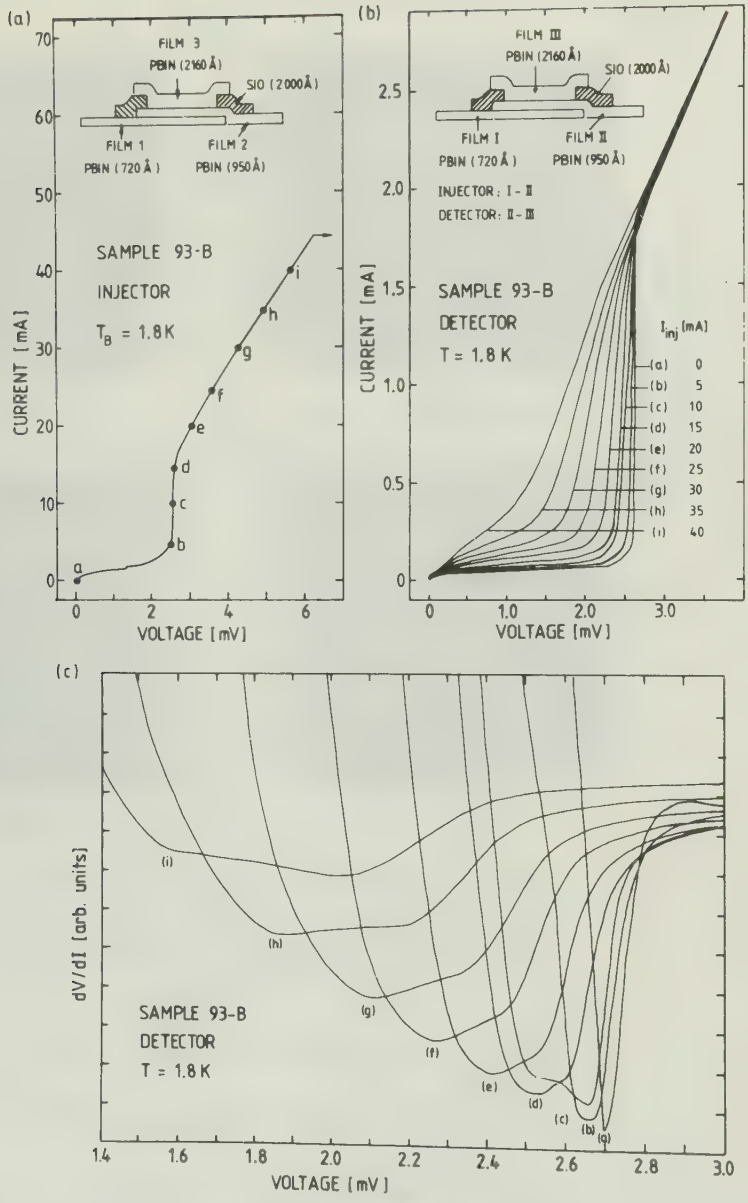



Fig. 8.5: Strom-Spannungs-Charakteristiken des Injektors (a) und des Detektors (b) von Doppeltunnelkontakt 93-B für verschiedene Injektionsströme. In (c) ist die Ableitung der Detektor-IVC's gegen die Detektorspannung aufgetragen.

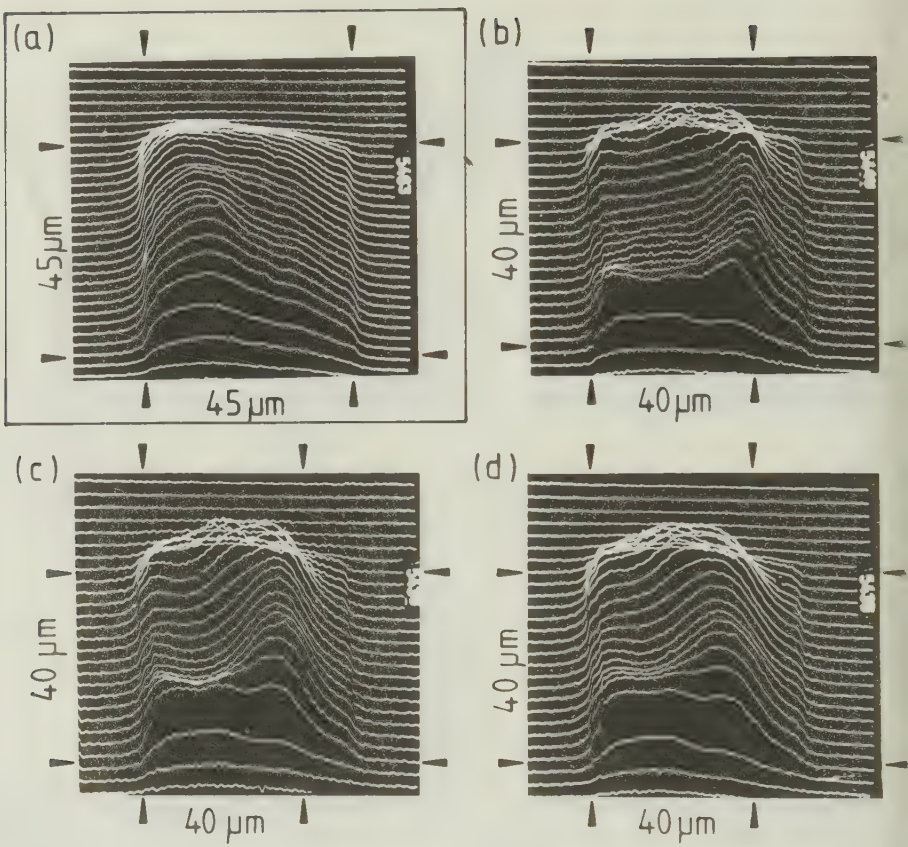



Fig. 8.6: Spannungsbilder der räumlichen Verteilung der Tunnelleitfähigkeit des Injektors (a) und der Energielücke des Detektors (b-d) von Doppeltunnelkontakt 93-B für die Injektionsströme $I_{inj}$ = 45 mA (b); 35 mA (c) und 20 mA (d) (Y-Modulationsdarstellung). Die Pfeile markieren die Ränder des Injektors bzw. Detektors.

(a) Injektor: $V_b$ = 2.0 mV, $P_{el} = 4 \times 10^{-7}$ W, $f_{mod}$ = 20 kHz, $T_B$ = 1.8 K

(b) - (d) Detektor: $V_b$ = 1.9 mV (b); 2.0 mV (c); 2.45 mV (d), $P_{el} = 2 \times 10^{-6}$ W, $f_{mod}$ = 20 kHz, $T_B$ = 1.8 K

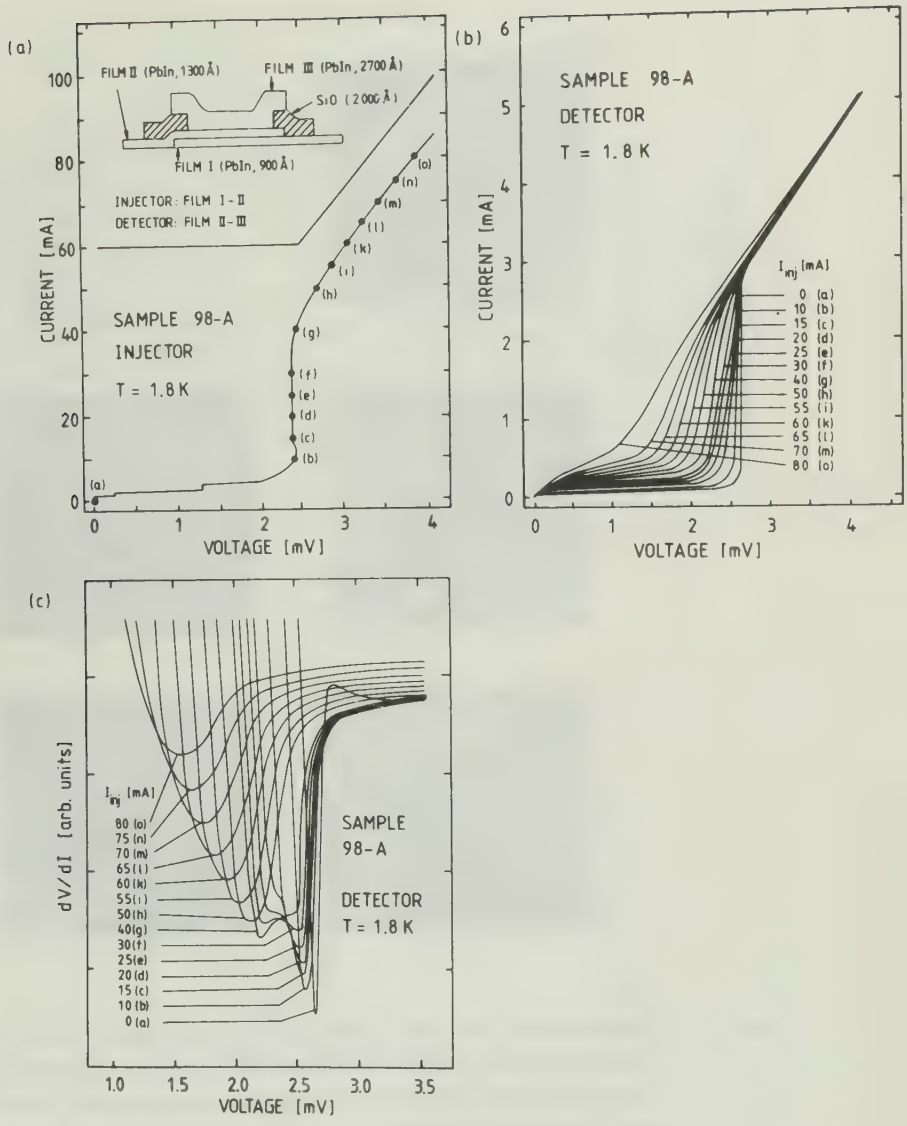



Fig. 8.7: Strom-Spannungs-Charakteristiken des Injektors (a) und des Detektors (b) von Doppeltunnelkontakt 98-A für verschiedene Injektionsströme. In (c) sind die Ableitungen der Detektor IVC's gegen die Detektorspannung aufgetragen.

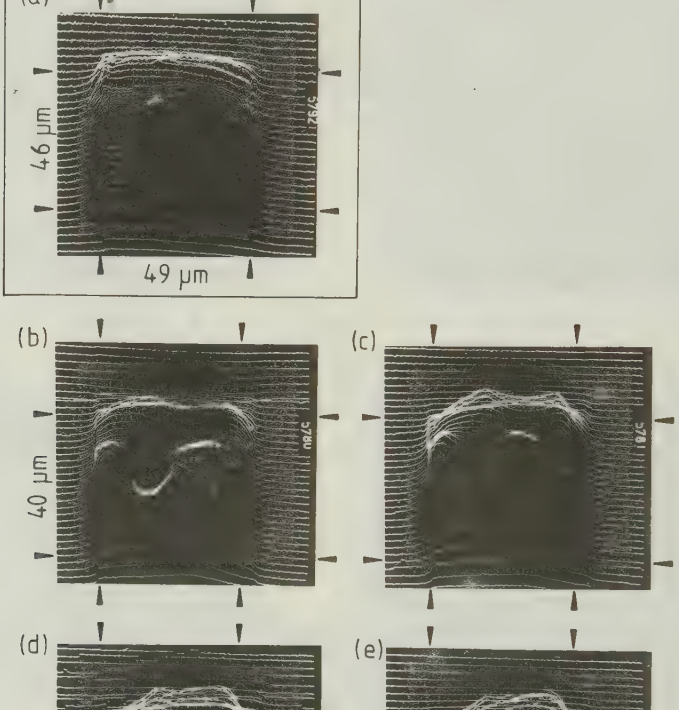



Fig. 8.8: Spannungsbilder der räumlichen Verteilung der Tunnelleitfähigkeit des Injektors (a) und der Energielücke des Detektors (b-e) von Doppeltunnelkontakt 98-A für die Injektionsströme $I_{inj}$=70 mA(b), 60 mA(c), 50 mA(d) und 40 mA(e) (Y-Modulationsdarstellung). Die Pfeile markieren die Ränder des Injektors bzw. Detektors.
(a) Injektor: $V_b$=1.7 mV, $P_{el}$=1.0x10$^{-7}$Watt, $f_{mod}$=20 kHz
$T_B$ = 1.8 K
(b)-(e) Detektor: $V_b$=1.80 mV(b); 2.01 mV(c); 2.175mV(d
2.26 mV(e)
$P_{el}$=1.0x10$^{-7}$Watt, $f_{mod}$ = 20 kHz, $T_B$ = 1.8 K

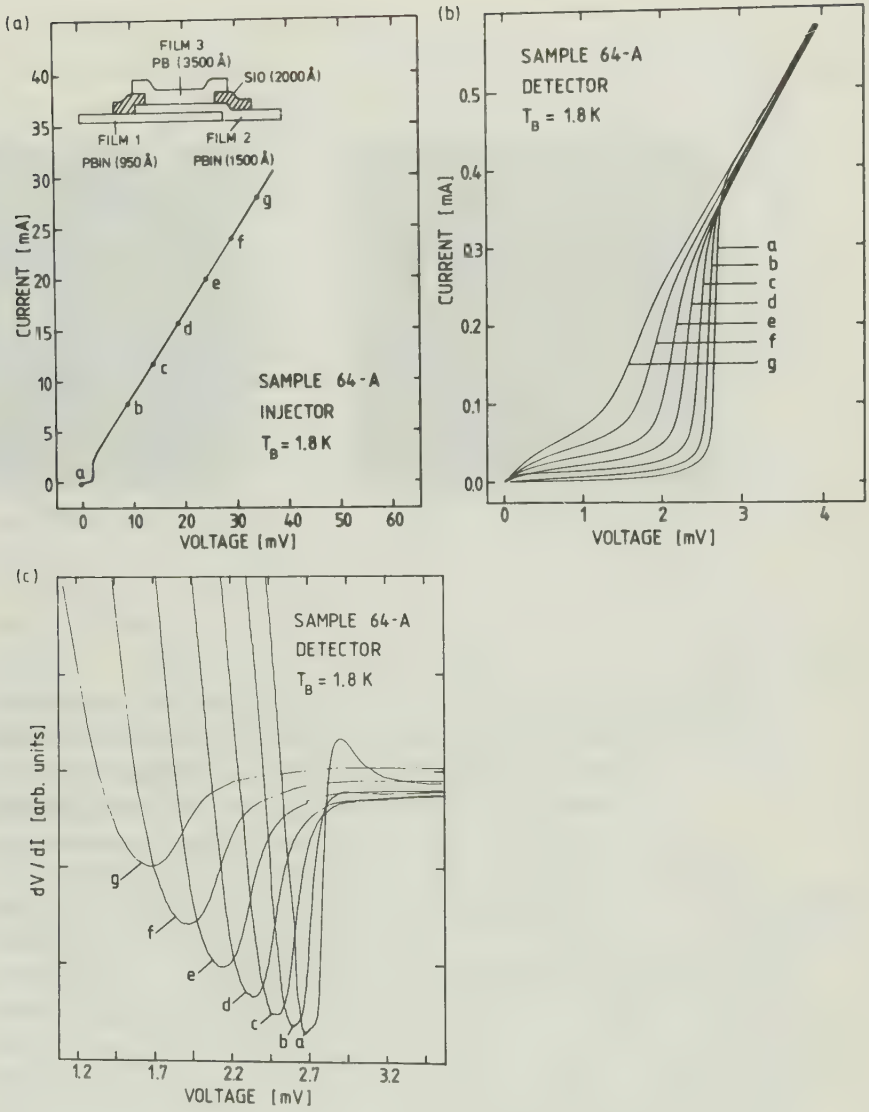



Fig. 8.9: Strom-Spannungs-Charakteristiken des Injektors (a) und des Detektors (b) von Doppeltunnelkontakt 64-A für verschiedene Injektionsströme. In (c) sind die Ableitungen der Detektor IVC's gegen die Detektorspannung aufgetragen.

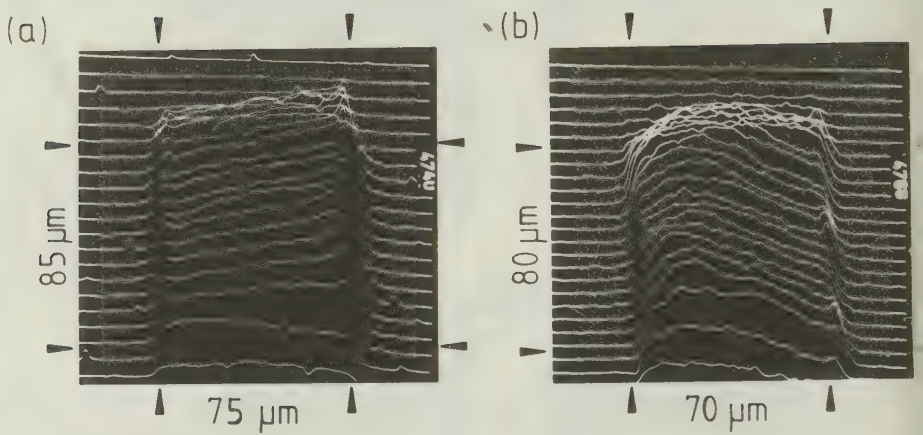



Fig. 8.10: Spannungsbilder der räumlichen Verteilung der Tunnelleitfähigkeit des Injektors (a) und der Energielücke des Detektors (b) von Doppeltunnelkontakt 64-A für einen Injektionsstrom von 30 mA (Y-Modulationsdarstellung). Die Pfeile markieren die Ränder des Injektors bzw. Detektors.
(a) Injektor: $V_b$ = 2.20 mV, $P_{el}$ = 2.2 x $10^{-6}$ Watt
$f_{mod}$ = 20 kHz, $T_B$ = 1.8 K
(b) Detektor: $V_b$ = 1.60 mV, $P_{el}$ = 3.0 x $10^{-6}$ Watt
$f_{mod}$ = 20 kHz, $T_B$ = 1.8 k

Die DTK 83-B und 84-A wurden parallel unter denselben Fabrikationsbedingungen hergestellt. Beide DTK haben identische Schichtdicken und fast identische Tunnelleitfähigkeiten. DTK 83-B wurde im Badkryostat, DTK 84-A im TTREM untersucht, um den Einfluß der verschiedenen Phonon-Einfangfaktoren beim Experiment im Badkryostat und im TTREM zu untersuchen. Eine aufeinanderfolgende Untersuchung desselben DTK im Badkryostat und im TTREM war nicht möglich, da die DTK durch das thermische Zyklen zu stark verändert oder sogar zerstört wurden. Die Kennlinien des Injektors und des Detektors bei verschiedenen Injektorströmen sind in Fig. 8.2 (83-B) und 8.3 (84-A) gezeigt. Die Detektorkennlinien und deren Ableitungen zeigen sehr klar einen Zustand mit zwei verschiedenen Energielücken an, wie er auch von Akoh und Kajimura [8.21] in sehr ähnlicher Art bei PbIn-DTK beobachtet wurde. Ein Vergleich der Injektorströme bei DTK 83-B und 84-A zeigt, daß bei DTK 83-B ein im Vergleich zu DTK 84-A etwa zweimal höherer Injektionsstrom zur Erzeugung ähnlicher Energielückenänderungen notwendig ist. Die Ursache dafür ist die wesentlich geringere effektive Lebensdauer $\tau^{eff}$ der QT aufgrund des geringeren Phonon-Einfangfaktors bei dem Experiment im Badkryostat. Diese führt zu einer geringeren QT-Dichte bei gleicher Injektionsrate (Gleichung 7.10).

Zusätzlich zu den höheren Injektionsströmen fällt auf, daß die Detektorkennlinien von DTK 84-A eine wesentlich größere Energielückenverschmierung aufweisen, was sich auf in einer Verschmierung der Ableitungskurven manifestiert. Diese Verschmierung kommt hauptsächlich durch die relativ große Quasiteilchendiffusionslänge $\Lambda_q$ (typischerweise 6-7 µm, siehe Kapitel 7) und die kleine Fläche des Detektors (35 x 43 $\mu m^2$) zustande. Da die QT an den Rändern des Detektors in die ungestörten Elektrodenbereiche diffundieren können, entsteht ein Randbereich der Breite $\Lambda_q$, in dem die Energielücke vom reduzierten Wert auf den ungestörten Wert ansteigt. Bei der angegebenen Größe des Detektors und der QT-Diffusionslänge macht der Randbereich fast 50 % der Detektorfläche aus, was

die beobachtete Verschmierung in den Kennlinien von DTK 84-A erklärt. Bei dem Experiment im Badkryostat ist die QT-Diffusionslänge aufgrund des geringeren Phonon-Einfangfaktors wesentlich kleiner, wodurch der Anteil des Randbereichs an der Gesamtfläche des Detektors kleiner wird. Deshalb ist hier die Energielückenverschmierung bei den Detektorkennlinien viel geringer. Durch die größere QT-Diffusionslänge wird natürlich auch der Übergangsbereich zwischen den zwei Gebieten mit verschiedener Energielücke größer, was auch zu einer Verschmierung des beobachteten Zwei-Energielückenzustands führt. Der Vergleich der experimentellen Ergebnisse der DTK 83-B und 84-A zeigt direkt den Einfluß des Phonon-Einfangfaktors auf die Form der beobachteten Kennlinien, sowie auf die Größe des zur Erzeugung einer bestimmten Überschuß-QT-Dichte notwendigen Injektionsstroms.

Über die Ursache und die räumliche Form des detektierten inhomogenen Energielückenzustandes kann mit den in Fig. 8.2 und 8.3 gezeigten IVC's wenig ausgesagt werden, da die IVC's nur räumlich integrale Informationen liefern. Mit Hilfe der TTREM wurde deshalb die räumliche Verteilung der Injektor-Tunnelleitfähigkeit und der Energielücke in den Detektorelektroden bei verschiedenen Injektionsströmen gemessen. Fig. 8.4 (a) zeigt, daß die QT-Tunnelstromdichte des Injektors und damit die QT-Injektionsrate am linken Rand des Injektors wesentlich geringer ist. Die Bilder 8.4 b-d zeigen die Energielückenverteilung bei einem Injektorstrom von 20 mA. Zur Aufnahme dieser Bilder wurde eine kleine Elektronenstrahlleistung verwendet, so daß nur Gebiete mit $eV_b \gtrsim 2\Delta_{def}$ ein großes Signal liefern. Bei der Arbeitsspannung $V_b = 2.45$ mV (8.4b) erhält man demgemäß nur ein hohes Signal in dem Gebiet mit großer Energielücke (vergleiche Kurve e in Fig. 8.3b). Das Gebiet mit hoher Energielücke liegt, wie Fig. 8.4b zeigt, genau in dem Bereich, wo die niedrige Injektionsrate vorliegt. In Fig. 8.4c und d ist $V_b = 2.35$ mV bzw. 2.2 mV. Aus diesen Bildern ist zu erkennen, daß die Energielücke von links nach rechts abnimmt. Durch die Aufnahme von Spannungsbildern bei

mehreren Arbeitsspannungen $V_b$ kann die räumliche Verteilung der Energielücke für konstante Injektionsraten quantitativ bestimmt werden (vergleiche Kapitel 7).

Fig. 8.4 zeigt deutlich, daß die Ursache für die erhaltene Energielückenverteilung und damit den inhomogenen Energielückenzustand die stark inhomogene QT-Injektion ist. Die Ausbildung des inhomogenen Energielückenzustands aufgrund der unterschiedlichen QT-Injektion ist mit Gleichung (7.10) und (3.4) leicht verständlich. Die Abbildung der räumlichen Verteilung der Energielücke zeigt außerdem, daß die charakteristische Länge, über die sich die QT-Dichte und damit die Energielücke ändert, etwa 5 - 10 µm ist und damit etwa der QT-Diffusionslänge entspricht. Aus dieser Beobachtung kann gefolgert werden, daß in DTK, deren Länge und Breite kleiner als die QT-Diffusionslänge sind, inhomogene Energielückenzustände nicht beobachtet werden können. Für PbIn-DTK ist deshalb die untere Grenze für die Größe der DTK, wenn man noch die störenden Randbereiche miteinbezieht, etwa 20 x 20 $\mu m^2$. Etwa dieselbe Größe (25 x 25 $\mu m^2$) wurde von Akoh et al. [8.21] aus Experimenten mit DTK verschiedener Größe abgeleitet.

Aufgrund des Zusammenhangs zwischen inhomogener QT-Injektion und räumlich inhomogener Energielückenverteilung in DTK 84-A kann vermutet werden, daß auch bei DTK 83-B eine inhomogene QT-Injektion vorliegt. Aus der IVC des Injektors von DTK 83-B kann nicht auf eine homogene oder inhomogene Tunnelleitfähigkeit geschlossen werden. Dies zeigt deutlich, daß durch die Messung der IVC's des Injektors und Detektors allein keine eindeutige Aussage über die Ursache von inhomogenen Energielückenzuständen gemacht werden kann. Um diese Problematik weiter zu verdeutlichen, werden in folgendem die Meßergebnisse von DTK vorgestellt, die sich von DTK 84-A nur bezüglich der Homogenität der QT-Injektion unterscheiden.

Fig. 8.5 und 8.6 bzw. 8.7 und 8.8 zeigen die Meßergebnisse von DTK 93-B bzw. 98-A. Die räumliche Verteilung der Tunnelleitfähigkeit und damit der QT-Injektionsrate von DTK 93-B

(Fig. 8.6a) zeigt eine deutliche Erhöhung in der linken Hälfte des Injektors, ist aber wesentlich homogener als diejenige von DTK 84-A. In den Detektorkennlinien und deren Ableitungen (Fig. 8.5) wirkt sich dies im Vergleich zu DTK 84-A dadurch aus, daß nur ein sehr verschmierter Zweienergielückenzustand beobachtet werden kann. Die Bilder 8.6 b - d zeigen die mit der TTREM bei großer Strahlleistung erhaltenen Energielückenverteilungen der Detektorelektroden für die Injektionsströme $I_{inj}$ = 45 mA (b), 35 mA (c) und 20 mA (d). Die Arbeitsspannungen $V_b$ lagen dabei mit 1.9 mV (b), 2.0 mV (c) und 2.45 mV (d) zwischen den beiden in den Ableitungskurven beobachteten Energielücken (vergleiche hierzu Fig. 8.5c). Dadurch entsprechen die Gebiete mit höherem Signal den Gebieten mit höherer Energielücke. Diese Gebiete liegen wie bei DTK 84-A genau dort, wo die QT-Injektionsrate am niedrigsten ist, nämlich am rechten Rand des DTK. Die Bilder zeigen außerdem, daß die räumliche Struktur der Energielückenverteilung, abgesehen vom absoluten Wert der Energielücke, für die verschiedenen Injektionsströme etwa gleich bleibt. Dies ist zu erwarten, wenn die Ursache für die beobachtete Energielückenverteilung nur die inhomogene QT-Injektion ist.

Die räumliche Verteilung der QT-Injektionsrate von DTK 98-A (Fig. 8.8a) ist, bis auf eine punktförmige Erhöhung in etwa der Mitte des Kontakts, sehr homogen. In den Detektorkennlinien und deren Ableitungen ist für Injektorspannungen $eV_{inj} >> 2\Delta_{inj}$ kein Mehrenergielückenzustand zu beobachten. Ein Zweienergielückenzustand tritt nur bei $eV_{inj} \approx 2\Delta_{inj}$ auf (Schwelleninstabilität, siehe Kapitel 8.3 und Ref. 1.18). In Fig. 8.8 b - e sind die Energielückenverteilungen des Detektors für die Injektionsströme $I_{inj}$ = 70 mA (b), 60 mA (c), 50 mA (d) und 40 mA (e) gezeigt. Die Arbeitsspannungen entsprechen den Spannungen bei denen die Ableitungskurven in Fig. 8.7 c ihr Minimum haben. Die Bilder wurden mit sehr kleiner Elektronenstrahlleistung aufgenommen, so daß nur die Gebiete, für die $eV_b = 2\Delta_{det}$ gilt, ein hohes Signal liefern. Die Spannungsbilder zeigen, daß die Energielücke keines-

falls eine ideale räumliche Homogenität aufweist. So ist deutlich zu erkennen, daß die kleine Inhomogenität der Injektionsrate in der Mitte des Injektors zu einer niedrigeren Energielücke an dieser Stelle führt. Die räumlichen Unterschiede der Energielücke sind hier aber im Vergleich zu DTK 93-B oder 84-A wesentlich geringer. Sie betragen nur etwa 250 μeV, was gut mit der beobachteten Energielückenverschmierung der Detektorkennlinien übereinstimmt. Für kleiner werdende Injektionsraten werden die beobachtbaren Energielückenunterschiede, wie Fig. 8.8 c-e zeigen, geringer. Die Ursache dafür ist, daß bei gleichbleibender räumlicher Inhomogenität der Injektionsrate mit sinkender Gesamtinjektion die QT-Dichteunterschiede und damit die Energielückenunterschiede kleiner werden.

In Fig. 8.9 und 8.10 sind die IVC's des Injektors und des Detektors von DTK 64-A und die räumliche Verteilung der QT-Injektionsrate (8.10a) und der Energielücke bei einem Injektionsstrom von 30 mA (8.10b) gezeigt. Die experimentellen Ergebnisse von DTK 64-A stehen stellvertretend für Doppeltunnelkontakte mit niedrigerer Tunnelleitfähigkeit des Injektors und Detektors. Bei diesen Doppeltunnelkontakten wurden keine Zwei- oder Mehrenergielückenzustände beobachtet. Die Ursache dafür dürfte die weitaus bessere räumliche Homogenität der QT-Injektion bei Injektoren mit niedrigerer Tunnelleitfähigkeit sein. Eine ähnliche Beobachtung wurde auch von Akoh et al. [8.21] gemacht, die deutlich ausgebildete Zweienergielückenzustände nur bei DTK fanden, deren Injektoren hohe Tunnelleitfähigkeit besaßen. Über die räumliche Homogenität der Tunnelleitfähigkeit des Injektors konnten diese Autoren allerdings keine Aussage machen.

Die in den Experimenten zur Untersuchung der räumlichen Struktur von Mehrenergielückenzuständen bei breitbandiger Quasiteilcheninjektion erhaltenen Ergebnisse können folgendermaßen zusammengefaßt werden:

1) Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen besteht ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Beobachtung von inhomogenen Energielückenzuständen und der Existenz einer räumlich inhomogenen Quasiteilcheninjektion. Bei räumlich homogener Quasiteilcheninjektion wurde kein Mehrenergielückenzustand beobachtet.

2) Die Messungen der räumlichen Verteilung der Energielücke zeigen, daß der Übergangsbereich zwischen zwei Gebieten mit verschiedener Energielücke etwa die Ausdehnung der Quasiteilchendiffusionslänge hat.

3) Da sich die QT-Dichte und damit die Energielücke nur innerhalb einer Strecke, die größer oder gleich der QT-Diffusionslänge ist, ändern kann, ist es möglich, eine minimale Tunnelkontaktgröße für die Beobachtung von Mehrenergielückenzuständen abzuschätzen. Unter Berücksichtigung von Randeffekten erhält man für PbIn-Doppeltunnelkontakte eine minimale Tunnelkontaktgröße von etwa 20 x 20 $\mu m^2$.

4) Durch Vergleich der Messungen im Badkryostat und im TTREM kann direkt der Einfluß des Phononeneinfangs auf die räumliche Struktur der Mehrenergielückenzustände beobachtet werden. Höherer Phononeneinfang führt zu einer größeren Verschmierung der räumlichen Strukturen.

5) Es wurden experimentell keine kritische Injektionsrate oder Injektionsspannung für das Auftreten eines Mehrenergielückenzustandes gefunden. Da die Mehrenergielückenzustände bei den in dieser Arbeit untersuchten Doppeltunnelkontakten durch eine inhomogene QT-Injektion verursacht wurden, ist dieses Ergebnis nicht verwunderlich.

Die erhaltenen experimentellen Ergebnisse zeigen, daß die Überprüfung der räumlichen Homogenität der QT-Injektionsrate unbedingt notwendig ist, um über die Ursache von Mehrenergielückenzuständen bei breitbandiger QT-Injektion ent-

scheiden zu können. Dies trifft vor allem für PbIn-Doppeltunnelkontakte zu, wie sie in dieser Arbeit untersucht wurden, aber auch für Zinn-Doppeltunnelkontakte [8.22]. Bei Doppeltunnelkontakten aus Zinn und Aluminium kommt erschwerend hinzu, daß sich Detektorbereiche, in die nicht injiziert wird, herstellungsbedingt nicht vermeiden lassen, da solche Kontakte meist mit Masken hergestellt werden. Dadurch erhält man bei Experimenten mit diesen Doppeltunnelkontakten immer einen Zweienergielückenzustand, wie er z.B. in Fig. 7.7 und 7.8 gezeigt ist. Ein Indiz dafür, daß einige in der Literatur berichtete Ergebnisse zur Beobachtung von Mehrenergielückenzuständen durch räumlich inhomogene QT-Injektion verursacht sein könnten, ist die starke Streuung der Werte der kritischen Injektionsraten für die Ausbildung eines Mehrenergielückenzustands. Diese Daten sollten für dasselbe Material nur geringe Schwankungen aufweisen, falls es sich bei der Ausbildung eines Mehrenergielückenzustands um einen Nichtgleichgewichts-Phasenübergang von einem räumlich homogenen in einen räumlich inhomogenen Zustand handelt [8.25]. Die in dieser Arbeit erhaltenen Ergebnisse deuten außerdem an, daß ein solcher Phasenübergang, wie er vom $\mu^*$-Modell vorhergesagt wird, für PbIn-Doppeltunnelkontakte eventuell nicht existiert. Dies wäre in Übereinstimmung mit den theoretischen Modellen von Elesin [8.14 - 8.16].

Aufgrund des Elesin-Modells erwartet man einen Phasenübergang 1. Ordnung in den normalleitenden Zustand. Außerdem ist ein räumlich inhomogener Zustand möglich, bei dem die normalleitende und die supraleitende Phase in dem gestörten supraleitenden Film koexistieren können. Dieser Zustand konnte experimentell nicht beobachtet werden. Hierzu muß bemerkt werden, daß durch die teilweise normalleitenden Elektroden eine zusätzliche Energiedissipation einsetzt, die zu einer Erwärmung des Doppeltunnelkontakts führt. Dadurch wird möglicherweise der gesamte Doppeltunnelkontakt normalleitend und der räumlich inhomogene Zustand kann nicht beobachtet werden. Ein räumlich inhomogener Zustand mit normalleitenden

und supraleitenden Bereichen konnte nur dann beobachtet werden, wenn eine räumlich sehr inhomogene Störung aufgrund einer stark inhomogenen QT-Injektion vorlag (siehe Kapitel 7).

(c) Zusammenhang zwischen Überschußquasiteilchendichte und Energielückenreduzierung:

Durch einen Vergleich der Abhängigkeit der reduzierten Energielücke $\Delta(n)/\Delta(0)$ von der reduzierten Überschußquasiteilchendichte $n = (N_q - N_{qT})/4N(0)\Delta(0)$ mit den von den theoretischen Modellen vorhergesagten Abhängigkeiten, kann überprüft werden, inwieweit diese Modelle zur Beschreibung der Experimente herangezogen werden können. Dazu muß die Überschußquasiteilchendichte $\delta N_q = N_q - N_{qT}$ aus den experimentellen Daten bestimmt werden. Prinzipiell ist dies mit Hilfe von Gleichung (7.10) und (8.3) möglich. Da allerdings die effektive Lebensdauer $\tau_R(1 + \tau_\gamma/\tau_B)$ der QT in Gleichung (7.10) und der Faktor $\alpha$ in Gleichung (8.3) nicht exakt bekannt sind, ist auf diese Weise nur eine größenordnungsmäßige Bestimmung von $\delta N_q$ möglich. Eine wesentlich genauere Bestimmung von $\delta N_q$ ist durch die Messung der Änderung $\delta I_q^{det}$ des Detektor-Tunnelstroms bei einer Spannung $eV_b << 2\Delta_{det}$ möglich. Für den Fall, daß nur eine Detektorelektrode gestört wird, ergibt sich $\delta N_q = (2\delta I_q^{det}/I_q^{det}) . N_{qT}$ [8.23]. Aufgrund des großen Phonon-Einfangs bei den PbIn-Doppeltunnelkontakten werden allerdings beide Detektorelektroden etwa gleich stark gestört. Für diesen Fall ergibt sich:

$$\delta N_q = \delta I_q^{det}/I_q^{det} \; . \; N_{qT} \qquad (8.4)$$

Mit den experimentellen Werten für $\delta I_q^{det}$ und $I_q^{det}$ und dem berechneten Wert für $N_{qT}$, läßt sich $\delta N_q$ und damit n bestimmen.

Fig. 8.11 zeigt die experimentell erhaltenen Werte für n und $\Delta(n)/\Delta(0)$ von DTK 98-A und 64-A zusammen mit den berechneten Abhängigkeiten für das T*- und $\mu$*-Modell. Die experimentellen Ergebnisse von DTK 98-A bzw. 64-A sind hierbei

stellvertretend für alle Doppeltunnelkontakte mit hoher bzw. niedriger Injektor-Tunnelleitfähigkeit gezeigt. Mit allen anderen Doppeltunnelkontakten wurden ähnliche Abhängigkeiten erhalten. Die Abbildung zeigt, daß die experimentellen Punkte für kleine n näher bei der μ*-Abhängigkeit und für große n näher bei der T*-Abhängigkeit liegen, wobei die Meßpunkte von DTK 64-A allgemein näher bei der T*-Kurve liegen.

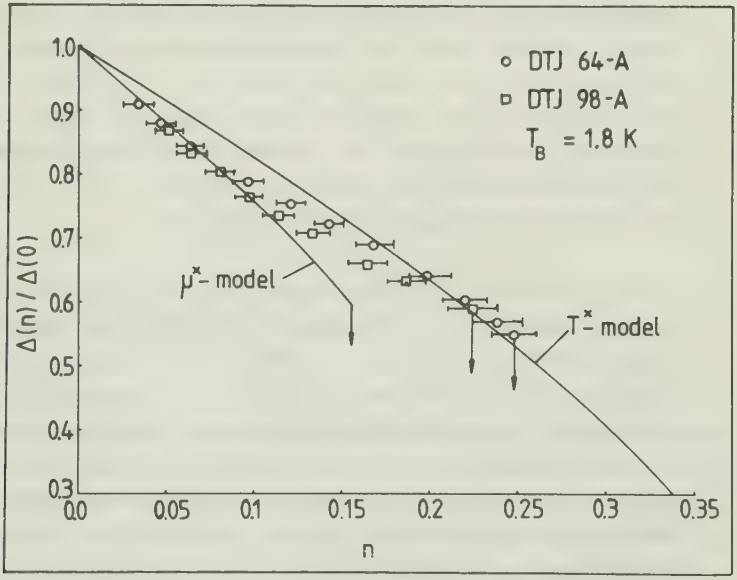



Fig. 8.11: Abhängigkeit der reduzierten Energielücke von der reduzierten Überschuß-QT-Dichte. Die durchgezogenen Linien zeigen die vom μ*- und T*- Modell vorhergesagten Abhängigkeiten. Die Pfeile markieren den Wert der Überschuß-QT-Dichte, bei der ein Übergang in den normalleitenden Zustand beobachtet wurde.

Eine mögliche Ursache für diesen Übergang vom μ*- zum T*-Verhalten kann das Anwachsen der Zahl der Relaxationsphononen mit steigender Injektionsrate sein. Da eine Erhöhung der QT-Injektion mit einer Erhöhung der Injektionsspannung ver-

bunden ist, werden bei stärkerer Injektion QT mit höherer Energie injiziert. Da für hohe QT-Energien die QT-Streurate stark zunimmt und größer als die Rekombinationsrate wird, erhält man mit steigender QT-Injektion eine größere Anzahl von Relaxationsphononen, was zu einem Zustand führt, der besser mit dem T*-Modell beschrieben werden kann. Bei DTK 64-A wirkt sich dieser Effekt stärker aus, da aufgrund der niedrigeren Injektor-Tunnelleitfähigkeit höhere Injektionsspannungen zum Erreichen derselben QT-Dichte notwendig sind. Eine zu der in Fig. 8.11 gezeigten sehr ähnliche Abhängigkeit wurde von Akoh et al. [8.21] ebenfalls mit PbIn-Doppeltunnelkontakten erhalten. Eine mit dem μ*-Modell sehr gut übereinstimmende Abhängigkeit der reduzierten Energielücke von der Überschuß-Quasiteilchendichte wurde von Fuchs et al. [8.24] für Zinn-Doppeltunnelkontakte gefunden.

Der Übergang vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand erfolgte bei den in dieser Arbeit untersuchten PbIn-Doppeltunnelkontakten nicht kontinuierlich mit steigender QT-Dichte, wie dies vom T*-Modell vorhergesagt wird, sondern abrupt bei einem bestimmten Wert der reduzierten Energielücke bzw. der QT-Dichte. Dieses Verhalten ist in Übereinstimmung mit dem μ*-Modell, das für T = 0 einen Phasenübergang 1. Ordnung in den normalleitenden Zustand für eine kritsiche QT-Dichte $n_c$ = 0.15 und eine reduzierte Energielücke $\Delta(n)/\Delta(0)$ = 0.62 vorhersagt. Für höhere Temperaturen verschiebt sich der Phasenübergang zu niedrigeren reduzierten Energielücken. Für $T_B$ = 1.8 K erwartet man aufgrund des μ*-Modells einen Übergang bei $\Delta(n)/\Delta(0)$ = 0.60. In Tab. 8.1 sind die Werte der reduzierten Energielücken beim Übergang in den normalleitenden Zustand für Doppeltunnelkontakte gezeigt, die im TTREM oder im Badkryostat untersucht wurden. Für Messungen im Badkryostat liegen die Werte zwischen 0.74 und 0.76, für Messungen im TTREM zwischen 0.56 und 0.62. Dieser charakteristische Unterschied in der maximalen Energielückenreduzierung ist mit großer Sicherheit auf die unterschiedlichen Phonon-Einfangfaktoren beim Experiment im Badkryostat, wo die DTK-

Tab. 8.1: Werte der reduzierten Energielücke $\Delta(n)/\Delta(0)$ beim Übergang in den normalleitenden Zustand

(a) Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop

| DTK | 56-A | 64-A | 84-A | 93-B | 98-A | 106-B |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $\Delta(n)/\Delta(0)$ | 0.56 | 0.57 | 0.62 | 0.61 | 0.61 | 0.59 |

(b) Badkryostat

| DTK | 78-A | 78-B | 82-B | 83-A |
|---|---|---|---|---|
| $\Delta(n)/\Delta(0)$ | 0.75 | 0.76 | 0.75 | 0.74 |

Oberfläche mit flüssigem Helium gekühlt wird, und im TTREM, wo die DTK-Oberfläche in Kontakt mit dem Vakuum des Elektronenmikroskops ist, zurückzuführen. Ein ähnlicher Unterschied wurde von Fuchs et al. [8.24] für Zinn-Doppeltunnelkontakte gemessen ($\Delta(n)/\Delta(0) = 0.76$ für He-Kühlung, $\Delta(n)/\Delta(0) = 0.65$ für Vakuum an DTK-Oberfläche). Aus Tab. 8.1 und 5.2 kann weiterhin festgestellt werden, daß $\Delta(n)/\Delta(0)$ bei den im TTREM untersuchten Doppeltunnelkontakten für abnehmende Injektor-Tunnelleitfähigkeit kleiner wird. Die Ursache dieser Abnahme dürfte wiederum die höhere Injektorspannung bei Injektoren mit geringerer Tunnelleitfähigkeit und die daraus resultierende größere Zahl von Relaxationsphononen sein.

Die experimentellen Ergebnisse für die maximale Energielückenreduzierung oder für die $\Delta(n)$-Abhängigkeit zeigen, daß das Verhalten des injizierten supraleitenden Films weder durch das $\mu^*$- noch das $T^*$-Modell exakt beschrieben werden kann.

Dies ist einsichtig, da die wirkliche Energieverteilung der QT weder durch eine μ*- noch durch eine T*-Verteilung exakt wiedergegeben wird. Für eine genaue Beschreibung der experimentellen Abhängigkeit der Energielückenreduzierung von der Größe der QT-Injektion muß die Energielücke mit Hilfe der Boltzmann-Gleichungen und der Energielückengleichung in Abhängigkeit von Art und Größe der experimentell gegebenen Störung berechnet werden. Die so erhaltene $\Delta(n)$-Abhängigkeit wird zwischen den in Fig. 8.11 gezeigten μ*- und T*-Abhängigkeiten liegen. Der Übergang vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand erfolgt, wenn die freie Energie des supraleitenden Zustands $F_s(N_q,T)$ gleich der des normalleitenden Zustands $F_n(T)$ wird [3.4]. Die Abweichung der experimentell erhaltenen $\Delta(n)/\Delta(0)$ Werte für den Übergang in den normalleitenden Zustand von den durch das μ*-Modell gegebenen Werten resuliert aus der von einer reinen μ*-Verteilung abweichenden Energieverteilung der QT. Eine quantitative Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie ist nur dann zu erwarten, wenn bei der Berechnung von $F_s(N_q,T)$ die wirkliche Energieverteilung der QT verwendet wird. Die Ergebnisse dieser Arbeit und mehrerer anderer Arbeiten [8.21, 8.24] zeigen, daß für die Tunnelinjektion von QT ein Phasenübergang 1. Ordnung in den normalleitenden Zustand bei einer kritischen Injektionsrate auftritt. Die $\Delta(n)/\Delta(0)$ Werte am Übergangspunkt variieren je nach Arbeit zwischen etwa 0.45 und 0.75. Ein Phasenübergang 2.Ordnung in den normalleitenden Zustand, wie er vom T*-Modell vorhergesagt wird, konnte in dieser Arbeit nicht beobachtet werden.

Weitaus unklarer als der Übergang vom räumlich homogenen supraleitenden in den räumlich homogenen normalleitenden Zustand ist der Übergang von einem räumlich homogenen in einen räumlich inhomogenen supraleitenden Zustand. Dieser Zustand sollte unter der Bedingung $\partial^2 F_s(N_q,T)/\partial N_q^2 < 0$ [8.25] auftreten, was innerhalb des μ*-Modells gleichbedeutend mit der Bedingung $\partial\mu^*(N_q,T)/\partial N_q < 0$ ist. Der Übergang in den räumlich inhomogenen Zustand sollte auch bei völlig homogener QT-Injektion aufgrund von räumlichen Fluktuationen der QT-

Dichte geschehen. In dieser Arbeit konnte dieser Übergang nicht beobachtet werden, räumlich inhomogene Energielückenzustände wurden immer durch eine räumlich inhomogene QT-Injektion verursacht. Ob die vom μ*-Modell vorhergesagte Instabilität und der Übergang in einen räumlich inhomogenen Zustand mit zwei oder mehr verschiedenen Energielücken auch für vom μ*-Modell abweichende QT-Energieverteilungen auftritt, ist zur Zeit sowohl in experimenteller als auch in theoretischer Hinsicht eine offene Frage.

## 8.4 Zeitliche Strukturbildung

Neben der Ausbildung von räumlichen Strukturen beobachtet man in dissipativen Systemen auch zeitliche Strukturbildung [8.26]. Von großem Interesse ist hierbei auch die Korrelation zwischen den auftretenden räumlichen und zeitlichen Strukturen [2.11]. Da die bei den in dieser Arbeit untersuchten Doppeltunnelkontakten auftretenden räumlichen Strukturen einfach untersucht werden können, wäre durch stroboskopische Beleuchtung mit dem Elektronenstrahl prinzipiell auch die Abbildung von Raum-Zeit-Strukturen möglich. Zeitliche Strukturen, z.B. Strom- oder Spannungsoszillationen konnten aber nicht gemessen werden. Es ist allerdings leicht möglich, daß der Frequenzbereich der transienten Phänomene oberhalb des experimentell zugänglichen Bereichs, der sich bis etwa 500 MHz erstreckt, lag, was aufgrund der sehr kurzen charakteristischen Zeiten des supraleitenden Materials durchaus wahrscheinlich ist. Außerdem könnte die Amplitude der zeitlich veränderlichen Vorgänge unterhalb der Auflösungsgrenze der Meßapparatur liegen. Die Frage, ob bei stark gestörten Supraleitern auch zeitliche Strukturbildung auftritt, kann deshalb hier nicht beantwortet werden. Bei Halbleitersystemen liegen sowohl die Frequenz ($10^2$ - $10^5$ Hz) als auch die Ampli-

tude (> 100 µA) der transienten Phänomene in einem meßtechnisch gut zugänglichen Bereich [8.26]. Da außerdem die auftretenden räumlichen Strukturen gut abbildbar sind [2.11], eigenen sich die Halbleitersysteme im Gegensatz zu den Supraleitern besser zum Studium von Raum-Zeit-Strukturen in dissipativen Systemen.

## 8.5 Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten zwischen Bleiindium und Saphir sowie zwischen Bleiindium und flüssigem Helium

In Kapitel 7.1 wurde gezeigt, daß durch die Messung der elektronenstrahlinduzierten Änderung der QT-Tunnelstromdichte in Abhängigkeit von der verwendeten Strahlleistung ein grober Wert des Wärmeübergangskoeffizienten zwischen der Bleiinium-Grundelektrode des Tunnelkontakts und dem Saphirsubstrat abgeschätzt werden kann. Da durch die punktförmige Elektronenbestrahlung ein räumlich ausgedehnter, gestörter Bereich mit einer von dem Bestrahlungsort aus abklingenden Störungsintensität erzeugt wird, war der in 7.1 bestimmte Wert des Übergangskoeffizienten ein räumlicher Mittelwert über das gesamte Störungsprofil. Dieser Wert war deshalb nur ein grober Richtwert und konnte nicht direkt einer bestimmten Temperatur zugeordnet werden. Mit Hilfe von Doppeltunnelkontakten ist es möglich, den Wärmeübergangskoeffizienten, der zur Abschätzung der Probentemperatur bei Vorhandensein einer Wärmedissipation wichtig ist, genauer zu bestimmen.

Die aufgrund der QT-Injektion in einem Doppeltunnelkontakt dissipierte Leistung P wird durch Emission von Phononen über die Fläche F des Tunnelkontakts an das Saphirsubstrat und schließlich ans Heliumbad abgegeben. Dieser Energiefluß führt aufgrund des thermischen Grenzflächenwiderstands zwischen zwei Festkörpern zu einer Temperaturdifferenz $\Delta T$ zwischen der Filmstruktur des Doppeltunnelkontakts und dem Saphirsubstrat

Der thermische Grenzflächen- oder Kapitza-Widerstand ist durch $R_K = \Delta T \cdot F/P$ gegeben. Der Grenzflächenwiderstand, der durch eine Reflektion und Beugung thermischer Phononen an der Grenzfläche zwischen zwei Festkörpern zustande kommt, kann in vielen Fällen durch ein akustisches Fehlanpassungsmodell [8.27, 8.28] beschrieben werden. Folgende Bedingungen müssen erfüllt sein, um den Kapitza-Widerstand zwischen zwei Festkörpern mit Hilfe des akustischen Fehlanpassungsmodells beschreiben zu können:

(i) Die Phononen im Strahler, in unserem Fall in der Doppeltunnelkontaktstruktur, sind im thermischen Gleichgewicht. Wärme wird nur durch Phononen und nicht durch Elektronen transportiert.

(ii) Die Strahlertemperatur sollte kleiner als etwa 10 K sein. Dadurch sind nur akustische Phononen wichtig und diese haben eine von der Temperatur oder der Frequenz unabhängige Gruppengeschwindigkeit; es treten drei akustische Ausbreitungsmoden auf, nämlich eine longitudinale und zwei transversale.

(iii) Beide Festkörper sind perfekt. Die Phononen werden nur an der Grenzfläche gestreut. Die Phononengeschwindigkeit ist unabhängig von der Ausbreitungsrichtung.

(iv) Die Grenzfläche ist ideal, d.h. es sind keine Oberflächenrauigkeiten oder Verunreinigungsschichten an der Grenzfläche vorhanden.

Unter diesen Voraussetzungen ist der Wärmefluß zwischen den beiden Festkörpern gegeben durch [8.28]

$$P/F = b_1 \, \overline{\alpha_{12}} \, (T_1^4 - T_2^4) \tag{8.5}$$

mit

$$b_1 = \frac{\pi^2 k_B^4}{120 \hbar^3} \sum_i s_{1i}^{-2} \tag{8.6}$$

$$\overline{\alpha_{12}} = \sum_i \langle\alpha_{1i}\rangle \, s_{1i}^{-2} / \sum_i s_{1i}^{-2} \qquad (8.7)$$

wobei $s_{1i}$ die Phononen-Geschwindigkeit der i-ten Mode im Festkörper 1 und $\langle\alpha_{1i}\rangle$ der winkelgemittelte Phononen-Transmissionskoeffizient für die i-te Mode ist. Für kleine Temperaturdifferenzen $\Delta T = T_1 - T_2$ zwischen den Festkörpern erhält man durch Reihenentwicklung

$$P/F = 4 \, b_1 \overline{\alpha_{12}} \, T^3 \, \Delta T \qquad (8.8)$$

woraus sich der Wärmeübergangskoeffizient oder die Kapitzaleitfähigkeit

$$\alpha = \frac{P}{F.\,T} = 4 \, b_1 \overline{\alpha_{12}} \, T^3 \qquad (8.9)$$

ergibt.

Bei den mit Doppeltunnelkontakten durchgeführten Experimenten ist die Bedingung (i) einer thermischen Phononenverteilung im Strahler in guter Näherung erfüllt, wenn der Injektortunnelkontakt bei hohen Injektionsspannungen ($eV_{inj} >> 2\Delta_{inj}$) betrieben wird und sehr hoher Phononen-Einfang vorliegt. In diesem Fall weicht die bei der QT-Injektion erzeugte Nichtgleichgewichts-Phononenverteilung nur noch sehr geringfügig von einer thermischen Verteilung ab [8.29]. Die Bedingung (ii) ist ebenfalls gut erfüllt. Die Bedingungen (iii) und (iv) dürften dagegen weit weniger gut erfüllt sein und werden zu einer Differenz zwischen dem experimentellen und dem Ergebnis des Fehlanpassungsmodells führen. Eine ausführliche Diskussion der Abweichungen von den aufgelisteten Voraussetzungen und ihrer Auswirkungen ist in Ref. [8.28] gegeben.

Weitaus schwieriger als die Beschreibugn des Wärmetransports über Festkörper-Festkörper Grenzflächen ist die Behandlung des Wärmetransports zwischen einem Festkörper und flüssigem Helium. Der Wärmetransport über diese Grenzfläche tritt be-

allen Experimenten auf, bei denen die Probe in direktem Kontakt mit dem flüssigen Helium ist. Ähnlich wie bei Festkörper-Festkörper Grenzflächen erhält man auch für die Grenzfläche Festkörper - flüssiges Helium eine Beziehung $P/F = \alpha \cdot \Delta T$. Der Wärmeübergangskoeffizient ist aber nicht, wie man klassisch erwartet, proportional zu $T^3$, sondern variiert meist mit einer anderen Potenz von T. Außerdem ist der absolute Wert von $\alpha$ meist größer als der theoretisch aufgrund des akustischen Fehlanpassungsmodells erwartete Wert. Im Hinblick auf eine ausführliche Zusammenfassung der Theorien und Experimente zum Wärmetransport zwischen einem Festkörper und flüssigem Helium wird auf Ref. [8.30] verwiesen.

Die Doppeltunnelkontaktexperimente wurden sowohl in einem gewöhnlichen Badkryostaten als auch im TTREM durchgeführt. Bei den Messungen im TTREM ist die Doppeltunnelkontaktoberfläche in Kontakt mit dem Vakuum des Rasterelektronenmikroskops. Die gesamte, in der DTK-Struktur dissipierte Energie muß deshalb ans Saphirsubstrat abgegeben werden. Mit Hilfe der Messungen im TTREM kann somit der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Bleiindium und Saphir bestimmt werden. Bei den Messungen im Badkryostaten ist die Probenoberseite in direktem Kontakt mit dem flüssigen Helium. Die dissipierte Energie wird hier sowohl ans Substrat als auch ans Heliumbad abgegeben. Mit den Messungen im Badkryostat wird deshalb die Summe der Wärmeübergangskoeffizienten zwischen Bleiindium und Saphir und Bleiindium und flüssigem Helium bestimmt. Der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Bleiindium und flüssigem Helium alleine kann durch Subtraktion des im TTREM gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten zwischen Bleiindium und Saphir erhalten werden.

Für die experimentelle Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten muß die Temperatur des Strahlers (Doppeltunnelkontakt) und des Substrats bzw. des Heliumbads sowie die über die Grenzfläche fließende Leistung gemessen werden. Die im Doppeltunnelkontakt erzeugte Flächenleistung ergibt sich einfach

aus dem Produkt der Injektor-Stromdichte und der Injektor-Spannung, die auf übliche Weise gemessen werden. Für die Temperatur des Saphirsubstrats wird die Temperatur des Heliumbades angenommen, was aufgrund der hohen Wärmeleitfähigkeit von Saphir und den geringen verwendeten Leistungen gerechtfertigt ist. Die Temperatur des Heliumbades wurde über den Heliumdampfdruck bestimmt. Die Temperatur der Doppeltunnelkontaktstruktur bei einem bestimmten Injektionsstrom wurde durch die Messung der Energielücke der Detektorelektroden bestimmt (vergleiche Kapitel 8.3). Da aufgrund des sehr hohen Phononen-Einfangs der Doppeltunnelkontaktstruktur in guter Näherung angenommen werden kann, daß die Temperatur in allen 3 Filmen des Doppeltunnelkontaktes gleich ist, kann diese aus der gemessenen Energielücke der Detektorelektroden mit Hilfe der BCS-Energielückengleichung berechnet werden.

Die für die Messung des Wärmeübergangskoeffizienten verwendeten Doppeltunnelkontakte besaßen eine räumlich homogene Injektor-Tunnelleitfähigkeit, so daß räumliche Inhomogenitäten der Strahlertempratur vermieden wurden. Die Tunnelleitfähigkeit $\bar{\sigma}_n$ der Injektortunnelkontakte war außerdem sehr niedrig, so daß für die verwendeten Injektionsleistungen $P/F = \bar{\sigma}_n . V_{inj}^2$ große Injektionsspannungen ($eV_{inj} >> 2\Delta_{inj}$) notwendig waren. Dadurch und durch den hohen Phononen-Einfang ($1 + \tau_\gamma/\tau_B > 1000$) wurde eine nahezu thermische Phononen-Verteilung, wie sie von dem akustischen Fehlanpassungsmodell vorausgesetzt wird, erzielt. Die verwendeten Substrate waren optisch polierte, einkristalline Saphirscheiben (z-Schnitt) von 1 mm Dicke. Die Substrate wurden vor dem Aufdampfen der PbIn-Grundelektrode sputtergereinigt, um Kontaminationsschichten zu entfernen. Die Herstellungsdaten der verwendeten Doppeltunnelkontakte können Tabelle 5.2 entnommen werden.

Fig. 8.12 zeigt die mit DTK 63-A und 64-A erhaltenen Ergebnisse für den Wärmetransport über die PbIn-Saphir und PbIn-flüssiges Helium Grenzflächen. Für den Wärmeübergang

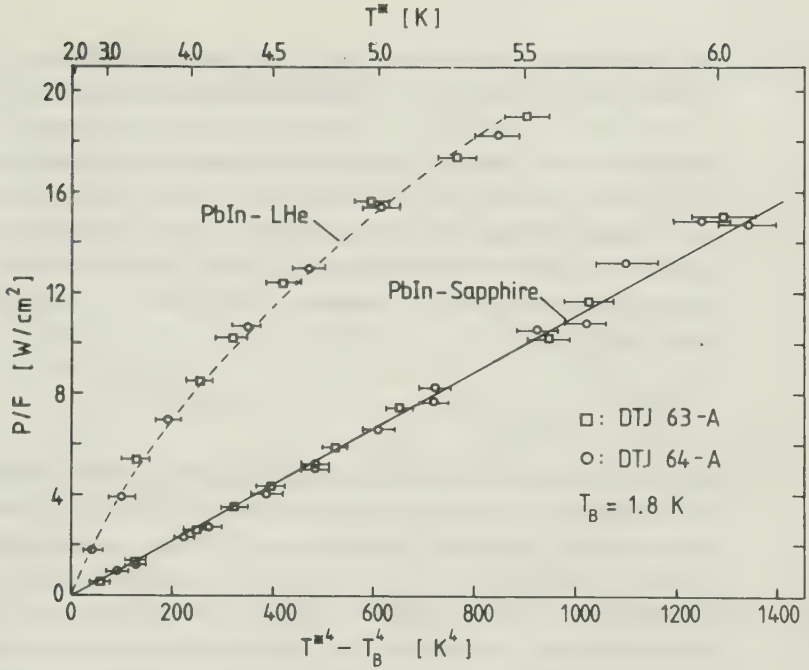



Fig. 8.12: Zusammenhang zwischen der effektiven Temperatur T* eines Doppeltunnelkontakts und der in ihm dissipierten Flächenleistung P/F bei thermischer Ankopplung des Doppeltunnelkontakts an Saphir oder flüssiges Helium. Die Heliumbad-Temperatur betrug 1.8 K.

zwischen PbIn und Saphir erhält man eine gute Übereinstimmung mit der vom akustischen Fehlanpassungsmodell vorhergesagten $T^4$-Abhängigkeit. Aus der Steigung der Ausgleichsgerade ergibt sich

$$b_1 \, \overline{\alpha_{12}} = 1{,}1 \times 10^{-2} \ \mathrm{W/cm^2K^4} \qquad (8.10)$$

Mit den von O. Weis [8.31] berechneten Phonon-Transmissionskoeffizienten für longitudinale und transversale Phononen

erhält man mit Gleichung (8.7) für den Wärmeübergang zwischen reinem Blei und Saphir den theoretischen Wert $b_1\overline{\alpha_{12}}$ = $1{,}44 \times 10^{-2}$ W/cm$^2$K$^4$. Die Übereinstimmung zwischen dem experimentellen und dem mit dem akustischen Fehlanpassungsmodell berechenten Wert ist erstaunlich gut, da, wie bereits erörtert wurde, einige Annahmen des akustischen Fehlanpassungsmodells sicherlich nicht erfüllt sind. Mit Gleichung (8.9) erhält man den Wärmeübergangskoeffizienten zwischen PbIn und Saphir zu

$$\alpha^{exp}_{PbIn\text{-}Saphir} = 4.4 \times 10^{-2}\ T^3 \quad [W/cm^2K] \qquad (8.11)$$

Für den Wärmeübergang zwischen PbIn und flüssigem Helium ergibt sich,wie Fig.8.12 zeigt, keine $T^4$-Abhängigkeit. Die experimentellen Daten lassen sich am besten durch die Beziehung $P/F \sim T^{*2.7} - T_B^{2.7}$ und einer Proportionalitätskonstanten von 0.21 W/cm$^2$K$^4$ anpassen (gestrichelte Kurve in Fig. 8.12). Für kleine Temperaturdifferenzen $\Delta T$ läßt sich damit der Wärmeübergangskoeffizient zwischen PbIn und flüssigem Helium angeben zu

$$\alpha^{exp}_{PbIn\text{-}LHe} = 0.57 \times T^{1.7} \quad [W/cm^2K] \qquad (8.12)$$

Mehr oder weniger starke Abweichungen der Temperaturabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten zwischen einem Festkörper und flüssigem Helium von einem $T^3$-Gesetz werden von mehreren Autoren berichtet [8.30]. Inwieweit die in dieser Arbeit gemessene Temperaturabhängigkeit und der Absolutwert des Wärmeübergangskoeffizienten von besonderen experimentellen Gegebenheiten (Oberflächenbeschaffenheit der PbIn-Filme, Absorptionsschichten usw.) bestimmt wird, kann aufgrund der wenigen durchgeführten Messungen nicht entschieden werden und muß in Zukunft näher untersucht werden. Sehr gering ist der Unterschied der mit verschiedenen Doppeltunnelkontakten erhaltenen Ergebnisse. Er liegt, wie Fig. 8.12 zeigt, für die Doppeltunnelkontakte 63-A und 64-A innerhalb der Fehlergrenzen.

## 9. ABSCHLIESSENDE BEMERKUNGEN ZUM DERZEITIGEN STAND DER TIEFTEMPERATUR-RASTERELEKTRONENMIKROSKOPIE - ZUKUNFTSPERSPEKTIVEN

Durch die Erweiterung der herkömmlichen Rasterelektronenmikroskopie auf den Bereich der tiefen Temperaturen steht eine neuartige Untersuchungsmethode für aktuelle Probleme der Tieftemperaturphysik, insbesondere der Supraleitung zur Verfügung. Der große Vorteil der Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie ist dabei die Möglichkeit, räumliche Variationen von Festkörpereigenschaften mit hoher Ortsauflösung abzubilden. Welche Festkörpereigenschaften mit welcher räumlichen Auflösung in einem Experiment abgebildet werden können, hängt von den Wechselwirkungsmechanismen der Strahlelektronen mit dem Festkörper und dem durch die Elektronenbestrahlung erzeugten elektrischen, optischen oder akustischen Signal ab. Die Klärung der Probleme der Signalentstehung und der Wechselwirkung zwischen Elektronenstrahl und Festkörper ist deshalb für die Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie von zentraler Bedeutung. Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit intensiv auf die Wechselwirkung zwischen Elektronenstrahl und Supraleiter und die Signalentstehungsmechanismen bei der Bestrahlung von supraleitenden Tunnelkontakten eingegangen. Die erhaltenen Ergebnisse können teilweise auch zur Beschreibung der Elektronenbestrahlung von Halbleitern bei tiefen Temperaturen herangezogen werden.

In der vorliegenden Arbeit wurde die TTREM zur Abbildung der räumlichen Verteilung der Tunnelleitfähigkeit und der Energielücke der Elektroden von PbIn-Tunnelkontakten sowie zur quantitativen Bestimmung der lokalen Werte dieser Größen benutzt. Das Meßverfahren wurde außerdem zur Abbildung von Temperaturstrukturen in Tunnelkontakten und zur Abbildung von dissipativen Strukturen in Nichtgleichgewichtssupraleitern eingesetzt. Mit der Abbildung der Phasendifferenzfunktion von Josephsonkontakten und der Abbildung von durch transversale Vortices verursachten Phasendifferenzstrukturen befassen

sich die Doktorarbeiten von J. Bosch [1.17] und J. Mannhart [9.1]. Die Auflistung der Tunnelkontakteigenschaften, die mit Hilfe der TTREM untersucht werden können, zeigt, daß diese ein zur Zeit einzigartiges Meßverfahren zur vollständigen Charakterisierugn von supraleitenden Tunnelkontakten darstellt. Weitere bewährte Anwendungsgebiete der TTREM sind die Abbildung der anisotropen Phononenausbreitung in Kristallen [2.9] und die Abbildung von Temperaturstrukturen in supraleitenden Mikrobrücken [2.8]. Eine wesentliche Grundvoraussetzung für den erfolgreichen Einsatz der TTREM und für die Erschließung neuer Anwendungsgebiete ist natürlich die konsequente Weiterentwicklung der Kryo- und Meßtechnik.

Für die Zukunft besitzt die TTREM ein großes Anwendungspotential. Im Bereich der Untersuchung von supraleitenden Tunnelkontakten kann die TTREM als routinemäßiges Analyseverfahren zur Untersuchung der Homogenität von Tunnelbarrieren eingesetzt werden. Dadurch sollte es möglich sein, die Qualität von mit hohen Leckströmen behafteten Tunnelbarrieren (z.B. Nioboxidbarrieren auf Niob oder Niobnitrid) gezielt zu verbessern oder neue, besser geeignete Tunnelbarrieren zu entwickeln. Dabei wird der direkte Vergleich der chemischen Eigenschaften der Tunnelbarriere, die mit ortsauflösenden Spektroskopieverfahren gewonnen werden können, mit ihren, mit Hilfe der TTREM erhaltenen elektrischen Eigenschaften sehr hilfreich sein. Ein Vorhaben mit dieser Zielsetzung wurde bereits begonnen. Die TTREM eignet sich auch für die Untersuchung der Auswirkung von Mikrowelleneinstrahlung auf die Josephson-Stromverteilung in Einzel-Tunnelkontakten und Serienarrays von Tunnelkontakten. Diese Untersuchungen sind für die Weiterentwicklung des Josephson-Voltstandards von großem Interesse. Außerdem kann die TTREM zur Klärung der Frage herangezogen werden, inwieweit sich supraleitende Tunnelkontakte als Detektoren sehr hoher Energieauflösung für $\alpha$-, $\beta$- oder $\gamma$-Strahlung einsetzen lassen. Erste Messungen zu dieser Problemstellung wurden vor kurzem durchgeführt.

Ein sehr aktuelles Problem der Supraleitung ist die Anordnung des Ordnungsparameters in supraleitenden Netzwerken bei Vorhandensein eines Magnetfeldes. Die komplexe räumliche Struktur des Ordnungsparameters, die sich in einer Feinstruktur in der Magnetfeldabhängigkeit der kritischen Temperatur von Netzwerken äußert, ist zur Zeit weitgehend unbekannt. Eine direkte Abbildung der Ordnungsparameterstruktur in periodischen und quasiperiodischen Netzwerken mit Hilfe der TTREM könnte hier viele Fragen klären. Erste orientierende Messungen mit Indium-Netzwerken wurden in Zusammenarbeit mit Dr. Pannetier, Grenoble, durchgeführt.

Vielfältige Anwendungsmöglichkeiten der TTREM sind auch auf dem Gebiet der Untersuchung von Halbleitern bei tiefen Temperaturen vorhanden. Als Beispiel sei hier die Abbildung von Kristallfehlern mit Hilfe der Phononentomographie [2.10] und die Abbildung von dissipativen Strukturen beim Tiefemperatur-Dunkeldurchbruch in Halbleitern [2.11] erwähnt.

LITERATURVERZEICHNIS

[1.1] B. D. Josephson, Phys. Lett., Vol. 1, 251 (1962)

[1.2] P. W. Anderson, J. M. Rowell, Phys. Rev. Lett. 10, 230 (1963)

[1.3] T. Van Duzer, C. W. Turner, Principles of Superconductive Devices and Circuits, Elsevier North Holland, Inc., New York (1981)

[1.4] A. Barone, G. Paterno, Physics and Applications of the Josephson Effect, Wiley, New York (1982)

[1.5] H. D. Hahlbohm, H. Lübbig, eds., SQUID 85 - Superconducting quantum Interference Devices and their Applications, Walter de Gruyter, Berlin (1985)

[1.6] E. L. Wolf, Principles of Electron Tunneling Spectroscopy, Oxford University Press, New York (1985)

[1.7] L. Solymar, Superconductive Tunneling and Applications, Chapman and Hall LTD, London (1972)

[1.8] R. Gross, D. B. Schmid, R. P. Huebener, J. Low Temp. Phys. 62, 245 (1986)

[1.9] J. Bosch, R. Gross, M. Koyanagi, R. P. Huebener, Phys. Rev. Lett. 54, 1448 (1985)
J. Low Temp. Phys.

[1.10] R. Gross, M. Koyanagi, H. Seifert, R.P. Huebener, Phys. Lett. 109A, 298 (1985)

[1.11] P. W. Epperlein, H. Seifert, R. P. Huebener, Phys. Lett. 92A, 146 (1982)
H. Seifert, R. P. Huebener, P. W. Epperlein, Phys. Lett. 95A, 326 (1983)
H. Seifert, R. P. Huebener, P. W. Epperlein, Phys. Lett. 97A, 421 (1983)

[1.12] R. Gross, M. Koyanagi, H. Seifert, R. P. Huebener in: Proc. LT17, Vol. 1, eds. U. Eckern, A. Schmid, W. Weber, H. Wühl (North Holland, Amsterdam, 1984), p.431

[1.13] J. Bosch, R. Gross, R. P. Huebener, J. Niemeyer, Appl. Phys. Lett. 47, 1004 (1985)

[1.14] R. Gross, M. Koyanagi, J. Low Temp. Phys. 60, 275 (1985)

[1.15] R. P. Huebener, Rep. Prog. Phys. 47, 175 (1984)

[1.16] H. Seifert, Cryogenics 22, 657 (1982)
[1.17] J. Bosch, Doktorarbeit, Universität Tübingen (1987)
[1.18] M. Tinkham, Introduction to Superconductivity, Mc Graw-Hill Kogakusha, LTD. Tokio (1975)
[1.19] J. Mannhart, J. Bosch, R. Gross, R. P. Huebener, wird veröffentlicht in Phys. Rev. B, April 1987
[1.20] J. Mannhart, J. Bosch, R. Gross, R. P. Huebener, eingereicht bei Phys. Lett. A
[1.21] J. Mannhart, J. Bosch, R. Gross, R. P. Huebener, eingereicht bei Phys. Lett. A

[2.1] L. Reimer, Scanning Electron Microscopy, Springer Verlag, Heidelberg (1985)
L. Reimer, G. Pfefferkorn, Rasterelektronenmikroskopie, Springer Verlag, Berlin (1977)
J. I. Goldstein, H. Yokowitz, Practical Scanning Electron Microscopy, Plenum Press, New York (1975)
[2.2] L. J. Balk, H.P. Feuerbaum, E. Kubalek, E. Menzel, BEDO 8, 461 (1975)
[2.3] H. P. Feuerbaum, Scanning 5, 14 (1982)
[2.4] D. B. Holt, M. D. Muir, P. R. Grant, I. M. Boswarva, Quantitative Scanning Electron Microscopy, Academic Press, New York (1974)
[2.6] M. Hastenrath, Doktorarbeit, Universität Duisburg (1981)
]2.7] L.J. Balk, N. Kultscher, BEDO 16, 107 (1983)
[2.8] R. Eichele, H. Seifert, R. P. Huebener, Appl. Phys. Lett. 38, 383 (1981);
R. Eichele, L. Freytag, H. Seifert, R. P. Huebener, J. R. Clem, J. Low Temp. Phys. 52, 449 (1983)
[2.9] R. P. Huebener, W. Metzger, SEM 85, 617 (1985)
R. Eichele, H. Seifert, R. P. Huebener, Z. Phys. B48, 89 (1982)
W. Metzger, R. Eichele, H. Seifert, R. P. Huebener, Proc. 4$^{th}$ International Conference on Phonon Scattering in Condensed Matter in Stuttgart, Springer Verlag, Berlin (1984)
[2.10] W. Metzger, R.P. Huebener, R. J. Haug, H. U.Habermeier, Appl. Phys. Lett.47, 1051 (1985)

[2.11] K. M. Mayer, R. Gross, J. Parisi, J. Peinke, R. P. Huebener, wird veröffentlicht in Solid State Commun.

[3.1] H. Pavlicek, Doktorarbeit, Universität Tübingen, 1983

[3.2] J. J. Chang, Nonequilibrium Superconductivity, Phonons and Kapitza Boundaries, K. E. Gray, ed., Plenum Press, New York (1981)

[3.3] A. Rothwarf, B. N. Taylor, Phys. Rev. Lett. 19, 27 (1967)

[3.4] C. S. Owen, D. J. Scalapino, Phys. Rev. Lett. 20, 1559 (1972)
W. H. Parker, Phys. Rev. B12, 3667 (1975)

[3.5] J. J. Chang, D. J. Scalapino, Phys. Rev. B15, 2651 (1977)
J. Low Temp. Phys. 31, 1 (1978)

[3.6] S. B. Kaplan, C. C. Chi, D.N. Langenberg, J. J. Chang, S. Jafarey, D. J. Scalapino, Phys. Rev. B14, 4854 (1976)

[3.7] S. B. Kaplan, J. Low Temp. Phys. 37, 343 (1979)

[3.8] Glenn F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, John Wiley & Sons,New York (1979)

[3.9] D. Twerenbold, A. Zehnder, V. Zacek, Proc. of the 4$^{th}$ International School of Physics of Exotic Atoms, Erice (Italy), 1984

[3.10] C. C. Chi, M. M. T. Loy, D. C. Cronemeyer, Phys. Rev. B23, 124 (1981)

[3.11] I. Iguchi, A. Nishiura, J. Low Temp. Phys. 52, 271 (1983)

[3.12] H. S. Carslaw, J. C. Jaeger, Conduction of heat in solids, Oxford University Press, London (1959)

[3.13] E. Held, Diplomarbeit, Universität Tübingen (1985)

[3.14] V. Narayanamurti, R. C. Dynes, P. Hu, H. Smith,W. F. Brinkman, Phys. Rev. B18, 6041 (1978)

[3.15] C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, Wiley, New York

[3.16] J. A. Carruthers, T.H. Geballe, H. M. Rosenberg, J. M. Ziman, Proc. Roy. Soc. A 239, 502 (1957)

[3.17] H. Bender, Diplomarbeit, Universität Tübingen (1987)
[3.18] W. Metzger, Doktorarbeit, Universität Tübingen (1987)

[4.1] E. Burnstein, S. Lundquist, eds., Tunneling Phenomena in Solids, Plenum Press, New York (1969)
[4.2] J. Halbritter, Surface Science 122, 80 (1982) und 159, 509 (1985)
[4.3] J. Halbritter, J. Appl. Phys. 58, 1320 (1985)
[4.4] J. Halbritter, IEEE Trans. MAG-21, 858 (1985)
[4.5] J. Chang, W. Y. Lai, D. J. Scalapino, Phys. Rev. B20, 2739 (1979)
[4.6] C. C. Chi, M. M. T. Loy, D. C. Cronemeyer, Phys. Rev. B23, 124 (1981)
[4.7] C. C. Chi, M. M. T. Loy, D. C. Cronemeyer, Phys. Rev. B29, 4908 (1984)
[4.8] C. C. Chi, M. M. T. Loy, D. C. Cronemeyer, Appl. Phys. Lett. 40, 437 (1982)
[4.9] M. Scheuermann, J. R. Lhota, P. K.Kuo, J. T. Chen, Phys. Rev. Lett. 50, 74 (1983)
[4.10] H. Schreyer, W. Dietsche, H. Kinder, W. Leiderer, Phys. Rev. B31, 1334 (1985)
[4.11] R. E. Harris, Phys. Rev. B13, 3818 (1976)
[4.12] H. D. Hahlbohm, H.Lübbig, H. Luther, Proc. LT14, 4, 140-143 (1975)
[4.13] D. G. McDonald, E. G. Johnson, R. E. Harris, Phys. Rev. B13, 1028 (1976)

[5.1] S. Kosaka, A. Shoji, M. Aoyagi, F. Shinoki, S. Tahara, H. Ohigashi, H. Nakagowa, S. Takada, H. Hayakawa, IEEE Trans. Mag. MAG-21, 102 (1985)
[5.2] A. Shoji, SQUID '85, H. D. Hahlbohm and H. Lübbig, eds., de Gruyter, Berlin (1985)
[5.3] R. Gross, Diplomarbeit, Universität Tübingen (1983)
[5.4] H. Greiner, C. J. Kircher, S. Klepner, S. K. Lahiri, A. Warneke, S. Basavaiah, J. M. Baker, P. R. Brosius, H. C. Huang, M. Murakami and I. Ames, IBM J. Res. Dev. 24, 195 (1980)

[5.5] C. J. Kircher and M. Murakami, Science 208, 944 (1980)
[5.6] H. Greiner, Philos. Mag. A40, 145 (1979)
[5.7] H.-C. W. Huang, S. Basavaiah, C. J. Kircher, E. P. Harris, M. Murakami, S.Klepner, H. J. Greiner, IEEE; Trans. El. Dev. ED-27, 1979 (1980)
[5.8] Y. Hasumi, T. Waho, J. Appl. Phys. 59, 540 (1986)
[5.9] J. H. Greiner, J. Appl. Phys. 45, 32 (1974)
[5.10] I. Ames, IBM J. Res. Dev. 24,188 (1980)
[5.11] G. B. Donaldson, H. Faghihi-Nejad, IEEE Trans. El. Dev. ED-27, 1988 (1980)
[5.12] J. Nakano, M. Weda,J. Appl. Phys. 59, 1696 (1986)
[5.13] J. M. Baker, C. J. Kircher, J. M. Matthews, IBM, J. Res. Dev. 24, 223 (1980)
[5.14] J. H. Magerlein, J. Appl. Phys. 54, 2569 (1983)
[5.15] J. M. Baker, J. H. Magerlein, J. Appl. Phys. 54, 2556 (1983)
[5.16] J. H. Greiner, J. Appl. Phys. 42, 5151 (1971)
[5.17] V. Keith and J. D. Leslie, Phys. Rev. B18, 4739 (1978)
[5.18] R. F. Broom, S. I. Raider, A. Oosenbrug, R. E. Drake and W. Walter, IEEE Trans. El. Dev. ED-27, 1998 (1980)
[5.19] P. W. Epperlein, Physica 108B, 999 (1981)
[5.20] G. E. Blonder, M. Tinkham, T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B25, 4515 (1982)
[5.21] P. Seidel, J. Richter, phys. stat. sol. B98, 189 (1980)
[5.22] J. B. Arnold, Phys. Rev. B23, 1171 (1981)
[5.23] J.Halbritter, Solid State Comm. 34, 675 (1980); Surface Science 159, 509 (1985)
[5.24] J. M. Baker, Proc. of the 8$^{th}$ Internat. Vacuum Congr., Cannes, France, September 1980
[5.25] J. M. Rowell, W. L. Feldmann, Phys. Rev. 172, 393 (1968) I. Giaever, H. R. Zeller, Phys. Rev. B1, 4278 (1970)
[5.26] Masahiro Yuda, Masato Wada, Jun'ichi' Nakano, J. Appl. Phys. 59, 2091 (1986)
[5.27] Y. H. Lee, P. R. Brosious, Appl. Phys. Lett. 40, 347 (1982)
[5.28] R. T. Wakai, D. J. van Harlingen, Appl. Phys. Lett. 49, 593 (1986)

[6.1] E. I. Muehldorf, Solid State Technology, Sept. 1980, S. 93 - 98

[6.2] L. C. Oldfield, J. Phys. E9, 455 (1976)

[6.3] A. Gopinath, M.S. Hill, J. Phys. E: Sci. Instr. 10, 229 (1977)

[6.4] E. Menzel, E. Kubalek, BEDO 11, 47 (1978) und SEM 1979, I, 305 (1979)

[6.5] G. H. Lee, Proc. I.R.E 34, 121 (1946)

[7.1] P. W. Epperlein, K. Lassmann, W. Eisenmenger, Z. Phys. B31, 377 (1978)
P. W. Epperlein, W. Eisenmenger, Z. Phys. B32, 167 (1979)

[8.1] H. Haken, Advanced Synergetics, Springer Verlag, Berlin (1983); Synergetics, Teubner (1973)

[8.2] J. E. Mooij, Nonequilibrium Superconductivity, Phonons, and Kapitza Boundaries, K. E. Gray, ed., Plenum Press, New York (1981)

[8.3] V. F. Elesin, Yu. V. Kopaev, Sov. Phys. Usp. 24, 116 (1981)

[8.4] U. Eckern, A. Schmid, M. Schmutz, G. Schön, J. Low Temp. Phys. 36, 643 (1979)

[8.5] I. Iguchi, Proc. of LT17, Physica B+C, 149 (1984)

[8.6] R. Gross, H. Seifert, R. P. Huebener, K. Yoshida, J. Low Temp. Phys. 54, 277 (1984)

[8.7] W. Eisenmenger, Nonequilibrium Superconductivity, Phonons and Kapitza Boundaries, K. E. Gray, ed., Plenum Press, New York (1981)

[8.8] S. M. Faris, S. I. Raider, W. J. Gallagher, R. E. Drake, IEEE Trans. Mag. MAG-19, 1293 (1983)
S. M. Faris, Proc. LT17, Physica B+C, 165 (1984)

[8.9] I. Iguchi, Y. Suzuki, Phys. Rev. B28, 4043 (1983)
H. Schreyer, W. Dietsche, H. Kinder, W. Leiderer, Phys. Rev. B31, 1334 (1985)

[8.10] G. Schön, A. M. Tremblay, Phys. Rev. Lett. 42, 1086 (1979)

[8.11] V. F. Elesin, Sov. Phys. JETP 49, 1121 (1979)
[8.12] V. L. Bonch-Bruevich, I. P. Zvyagin, A. G. Mironov, Domain electrical instabilities in Semiconductors, Consultant Bureau, New York (1975)
V. L. Bonch-Bruevich, S. G. Kalasnikov, Halbleiterphysik DVW, Berlin (1982)
[8.13] D. J. Scalapino, B. A. Hubermann, Phys. Rev. Lett. 39, 1365 (1977)
[8.14] V. F. Elesin, V. E. Kondrashov, A. S. Sukkikh, Sov. Phys. Solid State 21, 1861 (1979)
[8.15] V. F. Elesin, Sov. Phys. JETP 44, 780 (1976)
[8.16] V. F. Elesin, Sov. Phys. JETP 46, 185 (1977)
[8.17] I. Iguchi, H. Kunno, Phys. Rev. B28, 4040 (1983)
[8.18] J. J. Chang, C. C. Chi, Phys. Rev. B29, 5236 (1984)
[8.19] A. I. Golovashkin, O. M. Ivanenko, K. V. Mitsen, G. P. Motulerich, Sov. Phys. Solid State 22, 60 (1980)
[8.20] L. N. Smith, J. Low Temp. Phys. 28, 533 (1980)
[8.21] H. Akoh, K. Kajimura, Phys. Rev. B25, 4467 (1982)
[8.22] C. C. Chi, private Mitteilung
[8.23] K. E. Gray, A. R. Long, C. J. Adkins, Phil. Mag. 20, 273 (1969)
[8.24] J. Fuchs, P. W. Epperlein, M. Welte, W. Eisenmenger, Phys. Rev. Lett. 38, 919 (1977)
[8.25] J. J. Chang, D. J. Scalapino, Phys. Rev. B10, 4047 (1974)
[8.26] J. Peinke, A. Mühlbach, R. P. Huebener, J. Parisi, Phys. Lett. 108A, 407 (1985)
[8.27] W. A. Little, Can. J. Phys. 37, 334 (1959)
[8.28] A. C. Anderson, The Kapitza Thermal Boundary Resistance between two Solids, in Nonequilibrium Superconductivity, Phonons and Kapitza Boundaries, K. E. Gray, ed., Plenum Press, New York (1981)
[8.29] J. J. Chang, W. Y. Lai, D. J. Scalapino, Phys. Rev. B20, 2739 (1979)
[8.30] A.F. G. Wyatt, Kapitza Conductance of Solid-Liquid Helium Interfaces, in Nonequilibrium Superconductivity, Phonons and Kapitza Boundaries, K. E. Gray, ed., Plenum Press,New York (1981)

[8.31] O. Weis, Zeitschrift für Angew. Physik, Bd. 26, 325 (1969)

[9.1] J. Mannhart, Doktorarbeit, Universität Tübingen (1987)

Die vorliegende Arbeit ist am Physikalischen Institut der Eberhard-Karls-Universität Tübingen entstanden.

Mein Dank gilt vor allem Prof. R. P. Hübener für viele Anregungen und fördernde Diskussionen zu dieser Arbeit, sowie für die Übernahme des Hauptreferats.

Ferner danke ich allen Kolleginnen und Kollegen für ihr Interesse und ihre Unterstützung bei der Fertigstellung dieser Arbeit, aber auch für die vielen engagierten und teilweise amüsanten Kaffee-(Tee-)Runden-Diskussionen über die nichtphysikalischen Probleme dieser Welt. Mein Dank gilt besonders allen derzeitigen und ehemaligen Mitgliedern der Tübinger TTREM-Crew, H. Bender, J. Bosch, R. Eichele, L. Freytag, E. Held, U. Klaß, W. Klein, J. Mannhart, M. Mayer, W. Metzger, H. Pavlicek, D. Schmid und H. Seifert. Den Kollegen K.-H. Freudenmann und H.-G. Wener von der Low-Temperature-High-Tech-Construction-, sowie E. Ochieng und J. Fischer von der Low-Noise-High-Performance-Electronics-Abteilung danke ich für ihre Hilfe bei der Lösung kryotechnischer und elektronischer Probleme. Danken möchte ich auch unseren Sekretärinnen M.-L. Fenske und A. von Bank für ihre Führung durch den verwaltungstechnischen Dschungel und unserer Heliummannschaft R. Braig und A. Miehe für das Löschen des zeitweise beinahe unstillbaren Heliumdursts. Mein Dank gilt weiterhin allen "Chaosforschern und nichtlinearen Dynamos" mit ihrem aperiodischen Antreiber J. Parisi, mit deren Hilfe ich ein besseres Verständnis für ungewöhnliche Vorgänge und Zusammenhänge sowohl auf dem Gebiet der Physik als auch in anderen Lebensbereichen entwickeln konnte. Nicht vergessen möchte ich die Mitgleider unseres unschlagbaren Sputterteams,P. Gulde und J. Richter, die mir mit maximalem Drehmoment und maximaler Sputterleistung bei der Optimierung von Niobnitridschichten halfen. Schließlich gilt mein herzlicher Dank dem besten Linksaußen der japanischen Forschungsszene, M. Koyanagi (ETL, Japan) für seine äußerst fruchtbare Zusammenarbeit während seines Forschungsaufenthalts an unserem Institut.

Zu großem Dank verpflichtet bin ich auch all denjenigen, die durch interessante Diskussionen bei Tagungen oder beim Besuch ihrer Institute wertvolle Hinweise und Anregungen gaben. Besonders erwähnen möchte ich hierbei C. C. Chi, S. Raider, W. Gallagher und B. Laibowitz (IBM, Yorktown Heights), M. Gurvitch und A. Hebard (Bell Labs, New Jersey), M. Tinkham und C. Lobb (Harvard University), J. R. Clem (Ames Laboratory), I. Iguchi (University of Tsukuba) und A. M. Goldman (University of Minnesota).

Marie-Luise Fenske danke ich für ihre große Ausdauer und Sorgfalt bei der Reinschrift dieser Arbeit.

Mein herzlicher Dank gilt auch allen meinen Freunden und Bekannten außerhalb der Physiker-Szene, die es bei unseren Kneip- und Kultur-Trips durch Tübingen immer gut verstanden, mich von meinen wissenschaftlichen Problemen abzulenken.

Ganz besonders danken möchte ich meinen Eltern, die mir immer einen großen Rückhalt gaben.

Der Stiftung Volkwagenwerk danke ich für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

LEBENSLAUF

Persönliches

Rudolf Groß, geboren am 28. März 1956 in Ellwangen;
Eltern Rudolf und Johanna Groß, geb. Wemmer;
ledig; deutsche Staatsangehörigkeit

Ausbildung

| | |
|---|---|
| 1963 - 1966 | Grundschule in Adelmannsfelden |
| 1966 - 1975 | Peutinger-Gymnasium in Ellwangen (Reifezeugnis am 28. Mai 1975) |
| 1976 - 1983 | Studium der Physik an der Eberhard-Karls-Universität Tübingen (Vordiplom am 19.04.1979; Diplom am 16.02.1983) |
| 1983 -1987 | Doktorarbeit am Physikalischen Institut der Universität Tübingen unter Anleitung von Prof. R. P. Hübener; Thema: Räumliche Strukturen in supraleitenden Tunnelkontakten |

Stellen

| | |
|---|---|
| Seit 1983 | wissenschaftlicher Angestellter am Physikalischen Institut der Universität Tübingen |

Sonstiges

| | |
|---|---|
| 1975 - 1976 | Grundwehrdienst bei der Bundeswehr |

Akademische Lehrer

M. Baumann, A. Faessler, K. H. Gaukler, F. Gönnenwein, C. Jönsson, R. P. Hübener, E. Kasper, H. Krüger, F. Lenz, O. Lutz, E. Lindner, G. Mack, G. Möllenstedt, A. Rieckers, R. Schief, H. Sohr, R. Speidel, H. Stumpf, K. Wildermuth

Offsetdruck Spengler
Lessingstraße 4 · 7401 Neustetten 1
Telefon (0 74 72) 2 21 45